N° D'ORDRE

**664**

# THÈSES

PRÉSENTÉES

## A LA FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE TITRE D'INGÉNIEUR-DOCTEUR

PAR

OLGIERD SMULKOWSKI

---

1re **THÈSE.** — Mise au point et étude du fonctionnement des détecteurs à jonctions n-p au Silicium.

Application à l'étude des réactions nucléaires : $O^{16}$ (d,d) $O^{16}$, $O^{16}$ (d,$\alpha$) $N^{14}$, $O^{18}$ (d,$\alpha$) $N^{16}$, $O^{18}$ (p,$\alpha$) $N^{15}$, $O^{16}$ (d,$p_o$) $O^{17}$, $O^{16}$ (d,$p_1$) $O^{17}$ *.

2e **THÈSE.** — Propositions données par la Faculté.

**Soutenues le 14 décembre 1960 devant la Commission d'examen**

MM. P. AIGRIN — *Président.*

J.-L. DELCROIX, J. TEILLAC — *Examinateurs.*

---

Paris, I.A.C., 9, rue de Parmentier, 5e

N° D'ORDRE
**664**

# THÈSES

PRÉSENTÉES

## A LA FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE TITRE D'INGÉNIEUR-DOCTEUR

PAR

OLGIERD SMULKOWSKI

---

1re **THÈSE.** — Mise au point et étude du fonctionnement des détecteurs à jonctions n-p au Silicium.

Application à l'étude des réactions nucléaires : $O^{16}$ (d,d) $O^{16}$, $O^{16}$ (d,$\alpha$) $N^{14}$, $O^{18}$ (d,$\alpha$) $N^{16}$, $O^{18}$ (p,$\alpha$) $N^{15}$, $O^{16}$ (d,$p_0$) $O^{17}$, $O^{16}$ (d,$p_1$) $O^{17}$ *.

2e **THÈSE.** — Propositions données par la Faculté.

**Soutenues le 14 décembre 1960 devant la Commission d'examen**

MM. P. AIGRAIN — *Président.*

J.-L. DELCROIX, J. TEILLAC — *Examinateurs.*

---

R. UNIV. BIBLIOTHEEK LEIDEN

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41549219_0015

# FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

## PROFESSEURS

*Doyen :* **J. PÉRÈS**

| | | | |
|---|---|---|---|
| M. | G. JULIA | T | Analyse supérieure et Algèbre supérieure. |
| | DE BROGLIE | T | Théories physiques. |
| | PRENANT | T | Anatomie et histologie comparées. |
| | PÉRÈS | T | Mécanique des fluides et applications. |
| | BARRABÉ | T | Géologie structurale et Géologie appliquée. |
| | BOURCART | T | Géographie physique et Géologie dynamique. |
| | PLANTEFOL | T | Botanique. |
| | GRASSÉ | T | Evolution des êtres organisés. |
| | PREVOST | T | Chimie organique. |
| | BOULIGAND | T | Application de l'analyse à la Géométrie. |
| | CHAUDRON | T | Chimie appliquée. |
| | WYART | T | Minéralogie. |
| | TEISSIER | T | Zoologie. |
| | MANGENOT | T | Biologie végétale. |
| | AUGER (P.) | T | Physique quantique et relativité. |
| | MONNIER | T | Physiologie générale. |
| | PIVETEAU | T | Paléontologie. |
| | ROCARD | T | Physique (E.N.S.). |
| | CARTAN (H.) | T | Mathématiques (E.N.S.). |
| | LAFFITTE | T | Chimie Générale. |
| | FAVARD | T | Géométrie supérieure. |
| | COULOMB | T | Physique du Globe. |
| Mlle | COUSIN | T | Biologie animale (S.P.C.N.). |
| M. | CHRÉTIEN | T | Chimie minérale. |
| | DRACH (P.) | T | Zoologie. |
| | KASTLER | T | Physique (E.N.S.). |
| | EPHRUSSI | T | Génétique. |
| | WURMSER | T | Biologie physico-chimique. |
| | RIVIÈRE | T | Géologie (S.P.C.N.) - Orsay. |
| | GAUTHERET | T | Biologie végétale (P.C.B.). |
| | LUCAS | T | Recherches physiques. |
| | THOMAS (A.) | T | Biologie cellulaire. |
| | ARNULF | T | Optique appliquée. |
| | MORAND (M.) | T | Enseignement de Physique. |
| | SOLEILLET | T | Physique (P.C.B.). |
| | FORTIER | T | Mécanique expérimentale des fluides. |
| | DANJON | T | Astronomie. |
| | PETIT | T | Biologie maritime. |
| | QUENEY | T | Météorologie et dynamique atmosphérique. |
| | GALLIEN | T | Embryologie. |
| | EICHHORN | T | Biologie végétale (S.P.C.N.). |
| | DE CUGNAC | T | Biologie végétale (S.P.C.N.). |
| Mlle | CAUCHOIS | T | Chimie physique. |
| M. | THELLIER | T | Physique du Globe. |
| | L'HÉRITIER | T | Génétique. |
| | GRIVET | T | Radioélectricité. |
| | PONCIN | T | Mécanique générale. |
| | DUBREIL | T | Arithmétique et théorie des nombres. |
| | QUELET | T | Chimie organique. |
| | CAGNIARD | T | Géophysique appliquée. |
| | CHAMPETIER | T | Chimie macromoléculaire. |
| | CUVILLIER | T | Micropaléontologie. |
| MM. | JUNG | T | Pétrographie. |
| | TRILLAT | T | Microscopie et diffraction électronique. |
| | WIEMANN | T | Chimie organique et structurale. |
| | JACQUINOT | T | Spectroscopie et physique céleste. |
| | VASSY | T | Physique de l'atmosphère. |
| | DESTOUCHES | T | Théories physiques. |
| | PRUVOST | T | Géologie. |
| | AMIEL | T | Chimie générale. |
| | HOCART | T | Minéralogie. |
| | MATHIEU (J.-P.) | T | Physique (Orsay). |
| | COUTEAUX | T | Biologie animale (P.C.B.). |
| | MAY | T | Zoologie (Orsay). |
| | CHOQUET | T | Théorie des fonctions et Topologie. |
| | FELDMANN | T | Biologie végétale marine. |
| | GUINIER | T | Physique des solides. |
| | JOST | T | Physiologie comparée. |
| | FORTET | T | Calcul des probabilités et physique mathématique. |
| | SCHWARTZ | T | Calcul différentiel et intégral. |
| | CHOUARD | T | Physiologie végétale. |
| | MALAVARD | T | Aviation. |
| | BRELOT | T | Calcul différentiel. |
| | NORMANT | T | Synthèse organique. |
| | BÉNARD | T | Chimie minérale. |
| | BUVAT | T | Botanique (E.N.S.). |
| | DUGUÉ | T | Statistiques mathématiques. |
| | SOULAIRAC | T | Psychophysiologie. |
| | ULRICH | T | Physiologie végétale. |
| | MARÉCHAL | T | Optique théorique et appliquée. |
| | KIRRMANN | T | Théories chimiques. |
| | CHADEFAUD | T | Botanique. |
| Mlle | LE BRETON | T | Physiologie générale. |
| MM. | SALEM | T | Mathématiques générales. |
| | LELONG | T | Mathématiques générales. |
| | DEVILLERS | T | Anatomie et Histologie comparées. |
| | EHRESMANN | T | Topologie algébrique. |
| | FRANÇON | T | Physique (S.P.C.N.). |
| | GLANGEAUD | T | Géographie physique et Géologie dynamique. |
| | GODEMENT | T | Mathématiques (M.G.P.). |
| | PISOT | T | Techniques mathématiques de la Physique. |
| | ROCH (E.) | T | Géologie. |
| | SCHATZMANN | T | Astrophysique. |
| | TERMIER | T | Paléontologie stratigraphique. |
| | ZAMANSKY | T | Mathématiques générales. |
| | LENNUIER | T | Physique (M.G.P.). |
| | RIZET | | Génétique. |
| | ROUTHIER | T | Géologie appliquée. |
| Mme | TONNELAT | T | Relativité. |
| MM. | DIXMIER | T | Mathématiques (M.P.C.). |
| | SOUCHAY | T | Chimie générale. |
| | AIGRAIN | T | Electrotechnique générale. |
| | BRUSSET | | Chimie minérale. |
| | LÉVY (M.) | T | Physique théorique des hautes énergies. |
| Mme | CHAIX | | Chimie biologique. |
| Mme | HUREL-PY | | Biologie végétale (P.C.B.). |

| | | | |
|---|---|---|---|
| MM. | PIAUX | | Chimie (M.P.C.). |
| | BRUN | T | Mécanique expérimentale des Fluides. |
| | LEDERER | T | Chimie biologique. |
| Mme | DUBREIL | T | Mathématiques. |
| Mme | LELONG | T | Mathématiques (E.N.S.). |
| MM. | BELLAIR | T | Géologie (S.P.C.N.). |
| | COTTE | T | Physique (Orsay). |
| | DUBOIS (J.-E.) | T | Chimie organique. |
| | LAMOTTE | T | Zoologie (E.N.S.). |
| | MICHEL (André) | T | Chimie (S.P.C.N.). |
| | OLMER | T | Energétique générale. |
| | ROUAULT | T | Physique générale. |
| | GAUTHIER | T | Mécanique appliquée. |
| | BARCHEWITZ | T | Chimie physique. |
| | BROSSEL | T | Physique atomique. |
| | BUSER | | Physiologie comparée. |
| | CAMUS | | Physiologie végétale (3e cycle). |
| | CASTAING | | Physique générale. |
| | CURIEN | | Minéralogie et Cristallographie. |
| | MOYSE | T | Physiologie végétale (Orsay). |
| | PANNETIER | | Chimie (S.P.C.N.). |
| | POSSOMPES | T | Zoologie. |
| | PULLMANN | | Chimie théorique. |
| | TEILLAC | | Physique nucléaire et radioactivité. |
| | TONNELAT | | Biologie physico-chimique. |
| | VILLE | T | Econométrie. |
| | WILLEMART | | Chimie (P.C.B.). |
| | DODÉ | T | Chimie (S.P.C.N.) - Orsay. |
| | FREYMANN | T | Physique générale. |
| | GUINOCHET | T | Biologie végétale (Orsay). |
| | ROLLET | T | Chimie (P.C.B.). |
| Mlle | JOSIEN | T | Chimie (P.C.B.). |
| MM. | CHEVALLEY | T | Géométrie algébrique et théorie des groupes. |
| | ARNOULT | T | Electronique. |
| | CHAPELLE | T | Physique (M.P.C.) - Orsay. |
| | DELANGE | T | Mathématiques (Orsay). |
| | DENY | T | Mathématiques (M.G.P.). |
| | GERMAIN | T | Mécanique théorique des fluides. |
| | LUCAS (G.) | T | Géologique. |
| | ALLARD | | Chimie physique. |
| | BERTHELOT | | Physique nucléaire et Radioactivité. |
| | BRICARD | | Météorologie et Physique de l'atmosphère. |
| Mme | ALBE-FESSARD | | Psychophysiologie. |
| MM. | FRIEDEL | | Physique des solides. |
| | JULIA (M.) | | Etude des molécules orga complexes. |
| | LENDER | | Biologie animale (S.P.C Orsay. |
| | MAGAT | | Physico-chimie des rayonn |
| Mlle | QUINTIN | T | Electrochimie. |
| MM. | MONOD | T | Chimie du métabolisme. |
| | BENOIT | T | Physiologie animale. |
| | DE POSSEL | T | Analyse numérique. |
| | CHARLOT | T | Chimie analytique. |
| | HAISSINSKY | T | Radiochimie. |
| | LEMÉE | T | Physiologie (B.M.P.V.). |
| | GUÉRIN | T | Chimie (M.P.C.). |
| | CHATELET (M.) | | Chimie (S.P.C.N.). |
| | JEAN | | Physique nucléaire et Ra vité. |
| | MATTLER | | Physique (S.P.C.N.). |
| | MICHEL (Louis) | | Physique théorique des énergies. |
| | RUMPF | | Chimie (P.C.B.). |
| | BERGERARD | | Zoologie (Orsay). |
| | BERTEIN | | Electronique. |
| | BOUISSIÈRES | | Chimie des radioéléments. |
| Mme | COUTURE | | Physique (P.C.B.). |
| MM. | ELLENBERGER | | Géologie structurale et G appliquée. |
| | FRANC | | Biologie animale. |
| | SCHNELL | | Botanique tropicale. |
| | STOLKOWSKI | | Physiologie générale. |
| | ACHER | | Chimie biologique (Orsay) |
| | BAUDOIN | | Biologie animale (P.C.B.). |
| | BEAUMONT | | Biologie animale (S.P.C.N. |
| | BLAMONT | | Géophysique ionosphère. |
| | BOURREAU | | Biologie végétale (S.P.C.N Orsay. |
| | CURIE (D.) | | Physique (M.G.P.). |
| | DURAND-DELGA | | Géologie. |
| | FRÉON | | Chimie (P.C.B.). |
| | HELLER | | Physiologie végétale. |
| | TORTRAT | | Calcul des Probabilités. |
| | CAILLEUX | | Géologie (S.P.C.N.). |
| | MAGNAN | | Physique (M.P.C.). |
| | DAUDEL | | Mécanique ondulatoire ap à la Chimie théorique Physique nucléaire. |
| Mlle | FOURCROY | | Biologie végétale (S.P.C.N |

SECRÉTAIRE GÉNÉRAL : R. POULLAIN.

Paris, Imp. Administrative Centrale, 8, rue de Furstenberg (6-61)(p 108)

# INTRODUCTION

La découverte des détecteurs à jonction remonte au moins à 1949 (1), mais leur utilisation effective pour la détection de particules chargées date d'une époque tout à fait récente.

Nous avons mis au point la réalisation de ces détecteurs. Nous avons étudié leurs caractéristiques et déterminé les meilleures conditions de leur utilisation, spécialement pour l'étude de réactions nucléaires provoquées par des particules chargées de basse énergie.

Le signal délivré par le détecteur est une impulsion de tension; nous avons étudié l'évolution et les valeurs absolues de l'amplitude et du temps de montée, en fonction de l'énergie et de la nature des particules incidentes. Nous avons également étudié la dispersion en amplitude des impulsions dues à des particules monocinétiques.

Dans la deuxième partie, nous traitons des problèmes particuliers que pose l'utilisation de ces détecteurs, lors de la détection des particules produites par des réactions nucléaires. Nous proposons quelques solutions à ces problèmes.

Dans le but d'illustrer les propriétés de ces détecteurs, nous présentons de nombreux résultats obtenus au cours de l'étude de plusieurs réactions nucléaires. Certaines de ces réactions n'auraient pu être étudiées avec des compteurs proportionnels classiques.

Les déterminations des niveaux excités des noyaux composés, formés dans ces réactions, et les assignations de spins et parités ne seront pas traités dans cette étude.

# 1ère Partie

## DETECTEUR DE PARTICULES LOURDES
## A JONCTION n-p AU SILICIUM

### I.- PRINCIPE

Une particule chargée crée dans un semi-conducteur des paires d'électron-trou de la même façon qu'elle crée des paires d'ions dans un gaz. L'énergie nécessaire pour la création d'une paire d'électron-trou est de 3,5 eV dans le silicium, c'est-à-dire près de 10 fois plus faible que dans un gaz. Les paires d'électron-trou formées, que l'on appelle porteurs libres, ont une durée de vie finie dont la valeur dépend de la concentration des impuretés dans le matériau semi-conducteur.

En collectant ces charges aux bornes d'une capacité, on recueille une impulsion de tension. Cette collection peut se faire par diffusion; mais ce processus est lent, il s'ensuit une recombinaison partielle des porteurs libres et la collection des charges produites à des distances des électrodes de quelques longueurs de diffusion est pratiquement nulle. Le processus de collection est accéléré, donc son rendement est en même temps amélioré, s'il existe un fort champ électrique à l'endroit même où sont produites les paires d'électron-trou. Pour de fortes valeurs du champ électrique, les porteurs libres se déplacent à une vitesse de l'ordre de $10^7$ cm/sec. Pour parcourir une distance de 100 $\mu$, il faut un temps de $10^{-9}$ sec. Ce temps est très inférieur à la valeur moyenne ($10^{-6}$ sec.) des temps de recombinaison dans les semi-conducteurs.

Si l'on réalise une jonction de deux matériaux de types différents et que l'on polarise en non-conduction la diode ainsi obtenue, il s'établit de part et d'autre de la jonction stoechiométrique une zone où un champ électrique est très intense. Cette zone est appelée zone de charge d'espace, parce que tous les porteurs mobiles ont été déplacés et qu'il ne reste que des charges fixes, toutes de même signe, pour un matériau de type donné. Dans cette zone, le champ électrique peut dépasser $10^4$ V/cm; or, pour de telles valeurs du champ, les porteurs se déplacent à une vitesse constante et indépendante du champ, environ $10^7$ cm/sec. Tous les porteurs libres créés dans cette zone sont alors collectés en un temps très court, dépendant de la distance maximale à parcourir par les porteurs libres les plus éloignés des électrodes. Ces charges créent une impulsion de tension aux bornes de la capacité propre de la diode.

Pour une jonction plane, généralement réalisée pour les détecteurs (fig. 1), cette zone de charge d'espace est limitée par deux plans parallèles. De part et d'autre, il existe deux zones, l'une dans le matériau p, l'autre dans le matériau n, où le champ électrique est nul ou très faible; les porteurs libres qui y sont créés, se déplacent par diffusion. Les dimensions de ces deux zones de diffusion varient selon la manière dont a été élaborée la diode.

L'art de réaliser les meilleurs détecteurs consiste à donner à la diode des propriétés géométriques telles que le faisceau de particules à détecter entre directement dans la zone de charge d'espace et que les porteurs libres soient uniquement créés dans cette zone. La collection est alors très rapide et totale. On recueille ainsi la totalité des charges [illegible] que produit une particule. L'amplitude de l'impulsion est proportionnelle à l'énergie.

En pratique, deux imperfections majeures limitent les extraordinaires propriétés que possèderait un tel détecteur idéal. Dans l'état actuel de la technique des semi-conducteurs, il est pratiquement impossible de faire affleurer la zone de charge d'espace à la surface d'entrée des particules. Il en résulte une zone (I) plus ou moins importante, où les particules perdent de l'énergie en créant des porteurs libres qui se recombinent en majorité, car dans cette zone à forte concentration d'impuretés, le temps de recombinaison est très court et la collection par diffusion est nulle. Cette zone se comporte comme la fenêtre d'un compteur proportionnel.

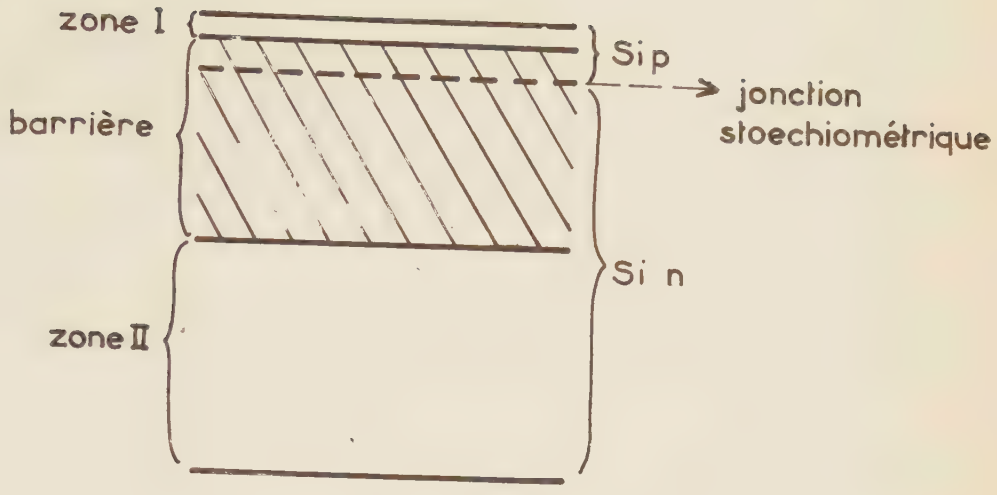

zone I
Si p
barrière
jonction
stoechiométrique
Si n
zone II

Fig. n° 1

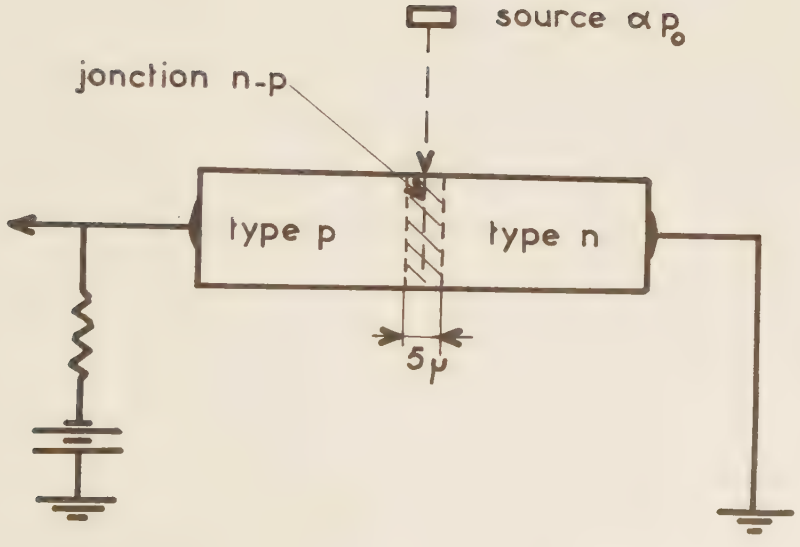

source α $p_o$
jonction n-p
type p
type n
5 μ

Fig. n° 2

La seconde imperfection provient du fait suivant : bien que les pouvoirs d'arrêt du germanium et du silicium soient très grands, les faibles dimensions en profondeur de la zone de charge d'espace ne permettent pas, dans certains cas, de stopper les particules dans la zone de charge d'espace. Il en résulte la création de porteurs libres dans la deuxième zone de diffusion (zone II), où la concentration en impuretés est celle du matériau de base, donc la durée de vie relativement grande. Ces porteurs sont collectés partiellement en un temps beaucoup plus grand que pour la zone de charge d'espace, l'impulsion présente alors un temps de montée qui peut atteindre quelques µs. Cette dernière imperfection peut d'ailleurs, dans certains cas, devenir une qualité, comme on le verra plus loin (Chapitre VI).

L'épaisseur ($\lambda$) de la zone de charge d'espace, ou barrière, varie sensiblement comme $V^{1/2} \cdot \rho^{1/2}$, où V est la tension de polarisation et $\rho$ la résistivité du matériau de base. Pour une jonction donnée, l'épaisseur maximale n'est limitée que par la tension de claquage de la diode. La capacité varie approximativement comme $\lambda^{-1}$.

## II.- HISTORIQUE ET EVOLUTION DES DIVERSES REALISATIONS

Depuis 1949, date à laquelle est paru le premier texte dû à Mc Kay K.G. [1], concernant les détecteurs à jonction, l'évolution des réalisations de ce type de détecteur a suivi de très près l'évolution de la technique des semi-conducteurs, en particulier des diodes.

Mc Kay, dans sa première expérience, a obtenu des impulsions dont l'amplitude maximale atteignait 12 mV, en bombardant avec les rayons $\alpha$ du polonium, une diode réalisée par contact d'une pointe de bronze phosphoreux sur du germanium de type n à la température ambiante; la diode était polarisée à une tension de 10 V environ. Le temps de montée des impulsions était de 0,05 µs, probablement limité par l'électronique. Malgré ses imperfections, cette expérience concrétisait toutes les espérances que l'on pouvait avoir au sujet de tels détecteurs. Les principales imperfections qui rendaient inutilisable dans la pratique un tel détecteur, étaient les suivantes : la

zone de charge d'espace était mal définie dans le plan de la surface d'entrée des particules; la surface utile, très petite, était partiellement cachée par la pointe de contact; ce qui faisait perdre aux particules une fraction de l'énergie, variable selon le point d'impact; le spectre des impulsions ne se présentait pas sous la forme d'un pic, mais l'amplitude décroissait jusqu'à zéro. En plus, dans la masse, la zone de charge d'espace n'était pas limitée par un plan parallèle à la surface d'entrée, mais par une surface qui se rapproche d'une calotte hémisphérique, centrée au point de contact, de sorte que les particules, même non ralenties avant de toucher la surface, avaient des parcours de longueur variable dans la zone à fort champ électrique.

La deuxième publication (2) que Mc Kay a consacrée à ce sujet, reflète un considérable progrès. Le but de l'expérience était la mesure de l'énergie moyenne de création d'une paire d'électron-trou, mais le détecteur qu'il a réalisé à cet effet était très proche du détecteur idéal, malheureusement sa surface utile, très faible, le rendait inutilisable en pratique. Ce détecteur est représenté schématiquement par la figure 2. La diode a été obtenue par tirage, dans un barreau de germanium. La zone de charge d'espace qui affleure aux faces latérales du barreau est directement accessible au faisceau des particules, dont la trajectoire est perpendiculaire au champ électrique comme dans les compteurs proportionnels. Dans ce cas, tous les porteurs libres sont créés à la même distance des électrodes, les temps de transit sont égaux : le temps de montée de l'impulsion peut être extrêmement bref.

Ce type de détecteur permet d'arrêter, dans la zone de charge d'espace, des particules très pénétrantes dont le parcours peut même atteindre 2 cm. Cependant son grand défaut est la faible dimension de la surface utile : la dimension de la barrière, parallèlement à l'axe du barreau, atteignait 5 μ dans l'expérience de Mc Kay. Actuellement cette dimension pourrait atteindre quelques centaines de microns.

Un autre progrès important fut accompli par Mayer et Gossick (3) en 1956. Ils ont montré que les diodes réalisées par barrière de surface sur du germanium de type n constituaient d'excellents détecteurs pour particules chargées de faible parcours. La barrière affleure à la surface, les particules

ont seulement une fine couche de métal évaporé à traverser, de l'ordre de 100 $\mu g/cm^2$ d'or ou d'argent. La perte d'énergie est minime. La surface utile peut être grande. Ce type de détecteur a été perfectionné et utilisé avec succès pour la détection de particules $\alpha$ et de fragments de fission de noyaux orientés à très basse température [4]. L'avantage du germanium est que son utilisation est possible, même à $1^oK$. Par contre, à la température ambiante, le bruit très élevé du germanium a limité l'emploi de ce type de détecteur. Pour cette raison, Davis [5] a utilisé du silicium.

Il faut signaler également les travaux de Mc Kensie J.M. et Bromley D.A. [6] qui ont porté sur le germanium à la température de l'azote liquide (ils furent les premiers à obtenir avec ce type de détecteur une résolution de 2,7°/o pour les particules $\alpha$ de la réaction $F^{19}(p,\alpha)O^{16}$ ).

Cette technique de préparation des diodes est due à Pantchechnikoff [7]. Elle est décrite en détail par Dearnaley G. et Whitehead A.B. [8] et par Halbert M.L. et Blankenship J.L. [9]. Sa simplicité jointe au peu de moyens qu'elle nécessite, permet d'envisager la fabrication de ces détecteurs par l'utilisateur lui-même. Réalisé dans du silicium, ce type de détecteur a permis d'atteindre les meilleures résolutions : 16 KeV de dispersion à mi-hauteur du pic pour des particules $\alpha$ de l'Am (5,477 MeV) [10]. Malheureusement, le processus de la formation de la barrière de surface n'est pas très bien connu et surtout il est difficilement contrôlable, ce qui rend très aléatoire la fabrication des détecteurs par ce procédé. Les tensions de claquage, généralement assez faibles, et l'obligation d'utiliser du silicium de type n, que l'on ne sait pas encore préparer avec des puretés aussi grandes que pour le type p, font que l'on n'atteint pas de très grandes profondeurs de barrière. Cependant Blankenship [*] a obtenu un détecteur dont la tension de claquage atteignait 500 V, la barrière avait plusieurs centaines de microns de profondeur. Mais les caractéristiques de ces détecteurs se détérioreront avec le temps.

Un autre pas en avant a été réalisé grâce à la mise au point des techniques de diffusion d'éléments III et V dans le silicium, soit par le procédé

---

[*] Informations personnelles.

de "pointure", soit surtout par diffusion en atmosphère gazeuse, technique mise au point par Frosch [11]. Récemment, des résultats très intéressants ont été publiés par Miller G.L. et al. [12] (diffusion par le procédé de "pointure" et en atmosphère gazeuse), et par Friedland S.S. et al. [13].

Cette technique est à la base de la réalisation de nos détecteurs. Elle nécessite un appareillage important et ne peut être entreprise que par des spécialistes. Nous nous sommes donc adressés à deux laboratoires qui fabriquent industriellement des diodes : la Compagnie L.T.T. et la Compagnie C.S.F. Le processus de diffusion en atmosphère gazeuse est maintenant relativement bien connu et peut être contrôlé, ce qui permet d'obtenir des résultats reproductibles. Un autre avantage important de cette méthode est la possibilité d'obtenir des barrières très profondes. Miller et al. [12] ont obtenu 700 $\mu$ : épaisseur suffisante pour stopper des protons de 10 MeV.

## III.- [illegible]

### Elaboration

Les premiers détecteurs dont nous avons disposé ont été réalisés par la Compagnie L.T.T., sur proposition de Baruch P. [14] par diffusion de gallium dans du silicium de type n, d'une résistivité voisine de 35 $\Omega$.cm. La proposition de Baruch P. a été basée sur les résultats d'expériences réalisées en Mars 1959, avec des diodes qui n'avaient pas été spécialement conçues pour la détection.

La méthode de diffusion utilisée a été décrite en détail par Saint-esprit R. [15]. Les caractéristiques de ces jonctions sont les suivantes : la jonction stoechiométrique se situe à 5 $\mu$ de profondeur; la concentration en surface des impuretés est de $3.10^{17}$ atomes par $cm^3$; la surface utile est de 4 $mm^2$ environ; la tension de claquage varie entre 60 et 80 V d'une jonction à l'autre; le courant inverse est inférieur au microampère pour 40 V.

La jonction est réalisée dans une plaquette de silicium poli optiquement, par diffusion sur l'une des faces. La surface utile, appelée "mésa", de forme circulaire, à laquelle est attenante une petite plage servant à la connexion électrique, est dégagée par attaque à l'acide. Pour cette attaque, la "mésa" est protégée par un dépôt inattaquable. On obtient la forme indiquée figure 3. Le dégagement doit être assez profond pour que, à polarisation maximale, la zone de charge d'espace n'atteigne pas la base de la mésa. Le contact sur la surface diffusée est réalisé au moyen d'un fil d'or soudé par thermocompression sur une plage de métal évaporé et allié. Le contact avec la plaquette s'obtient par soudure après enrichissement local du silicium.

Structure

La jonction est montée sur une embase de transistor de façon que la mésa puisse être exposée au faisceau de particules (fig. 4-a). La surface de la mésa est légèrement en retrait du plan supérieur du capuchon sur lequel est fixé un diaphragme. Ce diaphragme sert à délimiter la partie utile de la surface du détecteur; il est constitué par un rubis de montre enchâssé dans un disque métallique. Le rubis a été choisi pour des raisons qui sont exposées dans le chapitre traitant du pouvoir résolvant.

D'autres détecteurs ont été réalisés dans du silicium de type n, d'une résistivité de 90 $\Omega$.cm, et en dernier lieu de 125 $\Omega$.cm. L'augmentation de résistivité conduit à une augmentation de l'épaisseur maximale de la barrière, ainsi que nous l'avons vu précédemment. De plus, dans le but de diminuer la zone insensible à l'entrée, la jonction stoechiométrique se situe à 4 $\mu$ de la surface. Mais la concentration en surface est plus élevée que pour les premiers détecteurs (supérieure à $10^{18}$ atomes par $cm^3$). Les détecteurs au silicium de type p de haute résistivité (supérieure à 1000 $\Omega$.cm) ont été réalisés par les Laboratoires de la Compagnie C.S.F. Plusieurs siliciums de diverses provenances furent employés (Vieille Montagne, Du Pont et Péchiney). Les profondeurs de diffusion varient entre 2,5 et 1,3 $\mu$. Les concentrations en surface sont de l'ordre de $10^{20}$ atomes par $cm^3$. Ils sont réalisés par diffusion de phosphore suivant une méthode analogue à celle employée pour le gallium. Leur structure est indiquée par la figure 4-b. La surface utile est de 12 $mm^2$ environ.

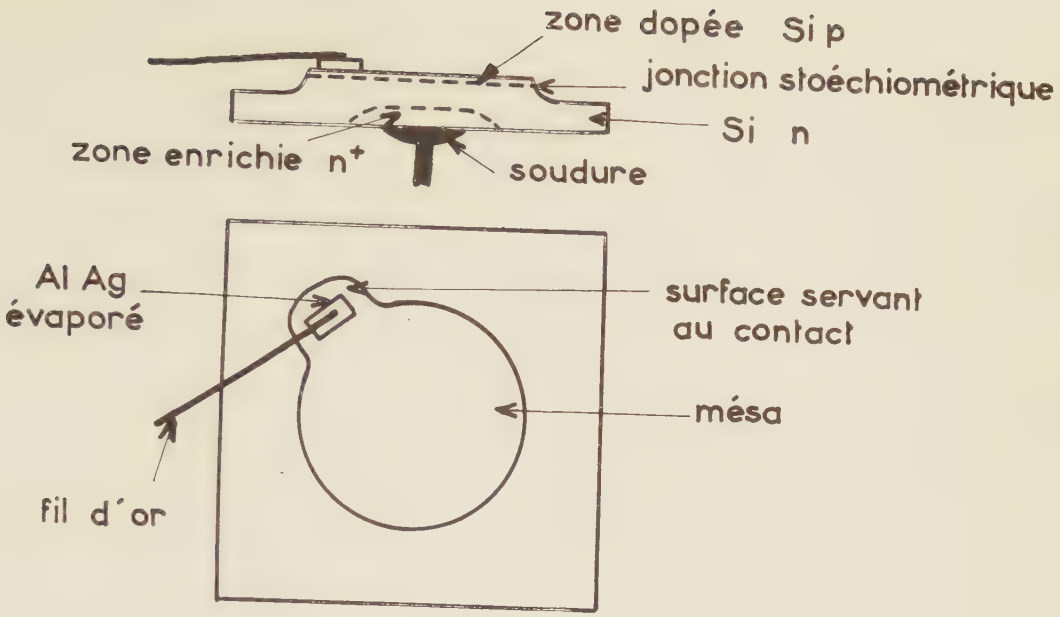

zone dopée Si p
jonction stoéchiométrique
Si n
zone enrichie n+
soudure
Al Ag
évaporé
surface servant
au contact
mésa
fil d'or

Fig. n° 3

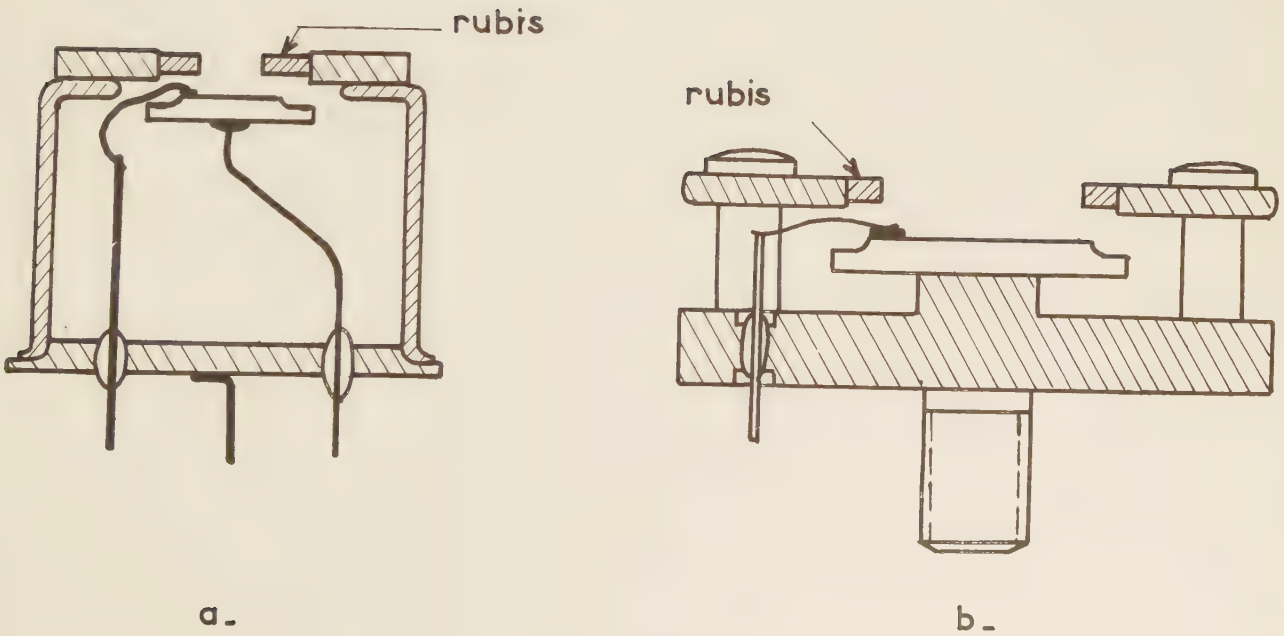

rubis
rubis
a-
b-

Fig. n°4

Lorsqu'on cherche à obtenir les grandes profondeurs de barrière, on est conduit à choisir le silicium de type p. En effet, cette variété de silicium peut atteindre couramment des résistivités allant jusqu'à plusieurs milliers d'ohm.cm, donc des concentrations d'impuretés très faibles (quelques $10^{12}$ atomes par $cm^3$), à condition que le cristal ne soit pas compensé, c'est-à-dire qu'il ne contienne que des impuretés du même type. Généralement, le silicium de type n est compensé. Ceci est dû au fait qu'il est pratiquement impossible d'éliminer le bore, élément de groupe III, dont la présence dans le silicium lui confère le caractère p. Pour obtenir du silicium de type n de haute résistivité, on est obligé de le compenser, c'est-à-dire de le doper par un élément du groupe V, généralement le phosphore.

Un avantage supplémentaire du silicium de haute pureté est qu'il permet théoriquement d'obtenir des tensions de claquage plus élevées.

Examinons brièvement les principaux paramètres qui déterminent la tension de claquage théorique. Le champ électrique d'avalanche est déterminé par le gradient d'impureté "a" au voisinage de la jonction stoechiométrique. Il varie sensiblement comme $a^{1/2}$ pour les jonctions obtenues par diffusion à concentration de surface $C_o$ constante [15]. Le champ électrique maximal qui se situe également au voisinage de la jonction stoechiométrique, a pour valeur $\frac{V}{\lambda}$ ($\lambda$ étant la profondeur de la barrière). On voit donc que, pour une même tension de polarisation V, le champ électrique maximal est plus faible pour un matériau plus résistif puisque $\lambda \sim \rho^{1/2}$.

En pratique, les tensions de claquage n'atteignent pas les valeurs théoriques, parce qu'il existe dans le cristal des dislocations et des non-homogénéités qui correspondent localement des champs électriques plus élevés que la valeur maximale théorique. Batdorf R.L. et al. [17] ont récemment traité ce problème; ils ont trouvé des tensions de claquage deux fois plus faibles en moyenne que les valeurs théoriques, c'est-à-dire que localement le champ électrique atteint jusqu'à 4 fois la valeur théorique.

Ce phénomène pratique est illustré par la figure 5, où sont représentées les caractéristiques inverses de trois diodes d'une même série de fabrication (série D 20), donc ayant une même tension de claquage théorique. On

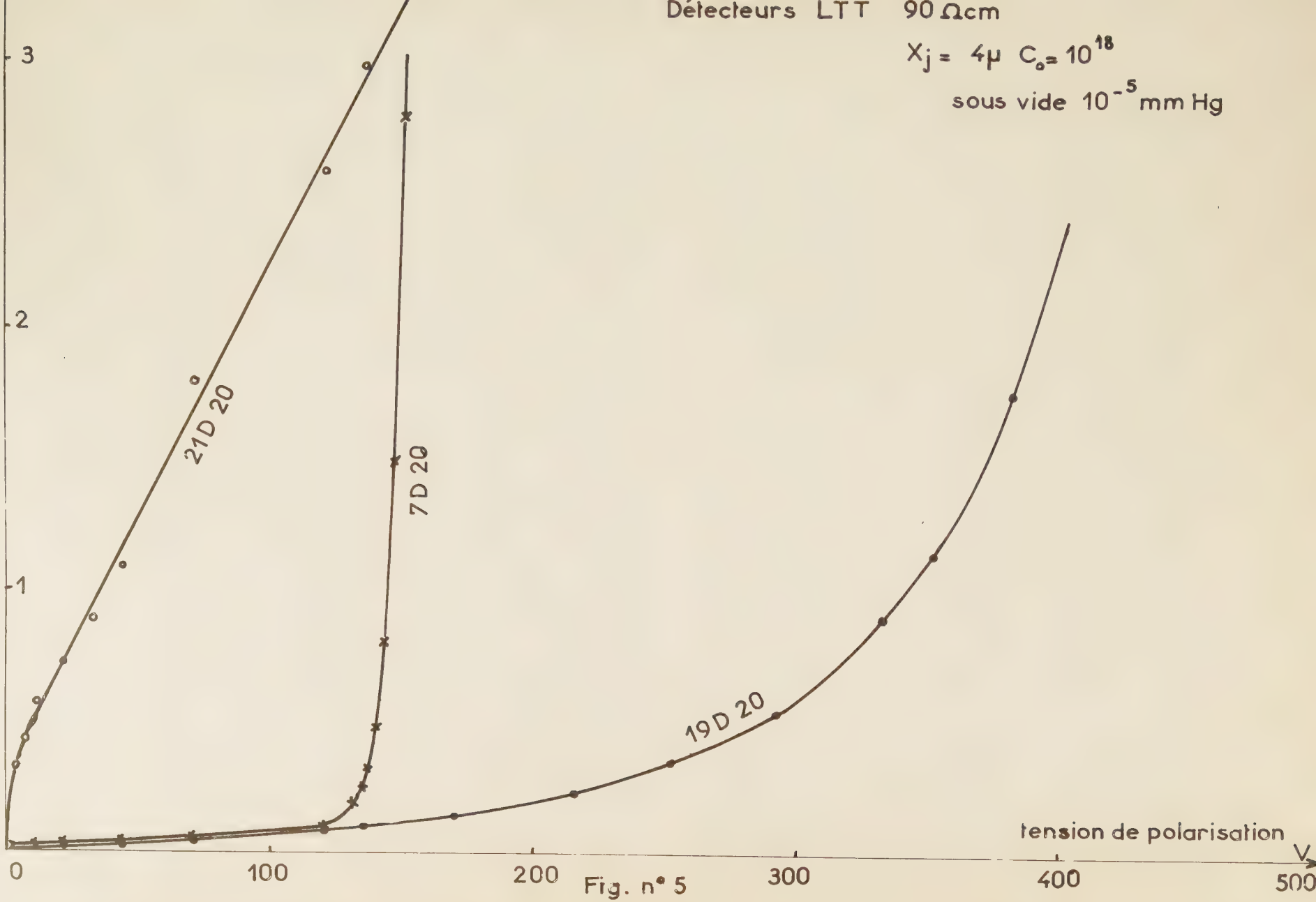

Détecteurs LTT 90 Ωcm
$X_j$ = 4μ $C_o$ = $10^{18}$
sous vide $10^{-5}$ mm Hg
3
2
1
21D 20
7D 20
19D 20
tension de polarisation
V
0
100
200
300
400
500

Fig. n° 5

remarque tout d'abord deux types de caractéristiques; la diode 21 D 20 ne présente pas de palier de saturation; le courant inverse est en majeure partie dû au courant de surface. Les caractéristiques des diodes 7 D 20 et 12 D 20 ont toutes deux même allure, cependant les tensions de claquage sont très différentes, 150 et 380 V.

Nous avons constaté l'augmentation de la tension de claquage avec la résistivité du matériau de base, ce qui est en accord avec ce qui a été dit plus haut.

Montage et Utilisation

Le détecteur peut être monté dans la chambre à diffusion de l'accélérateur. Son faible encombrement permet d'observer les produits de réactions à des angles très faibles par rapport au faisceau des particules incidentes. Le montage dans le vide évite toute fenêtre entre la cible et la face d'entrée du détecteur.

Pour réduire au minimum les capacités des connections, une cathodyne est montée sous vide près du détecteur. Ce tube peut être remplacé par un transistor connecté "base à la masse". Dans nos expériences, nous avons utilisé un tube subminiature 6AK5. Pour ne pas accélérer les électrons secondaires émis par la cible, il faut choisir un montage électronique tel que la face d'entrée du détecteur ne soit pas portée au potentiel positif. La figure 6 montre les schémas possibles, fournissant des impulsions, soit négatives, soit positives.

La tension de polarisation est délivrée par des piles. La stabilité est suffisante, le débit étant très faible et la variation de la capacité du détecteur en fonction de la polarisation étant en $V^{1/2}$ .

## IV.- DONNÉES THÉORIQUES CONCERNANT LES CARACTÉRISTIQUES DES JONCTIONS DIFFUSÉES

La diffusion en atmosphère gazeuse des impuretés dans le silicium peut conduire à diverses formes de distribution de la concentration à l'intérieur

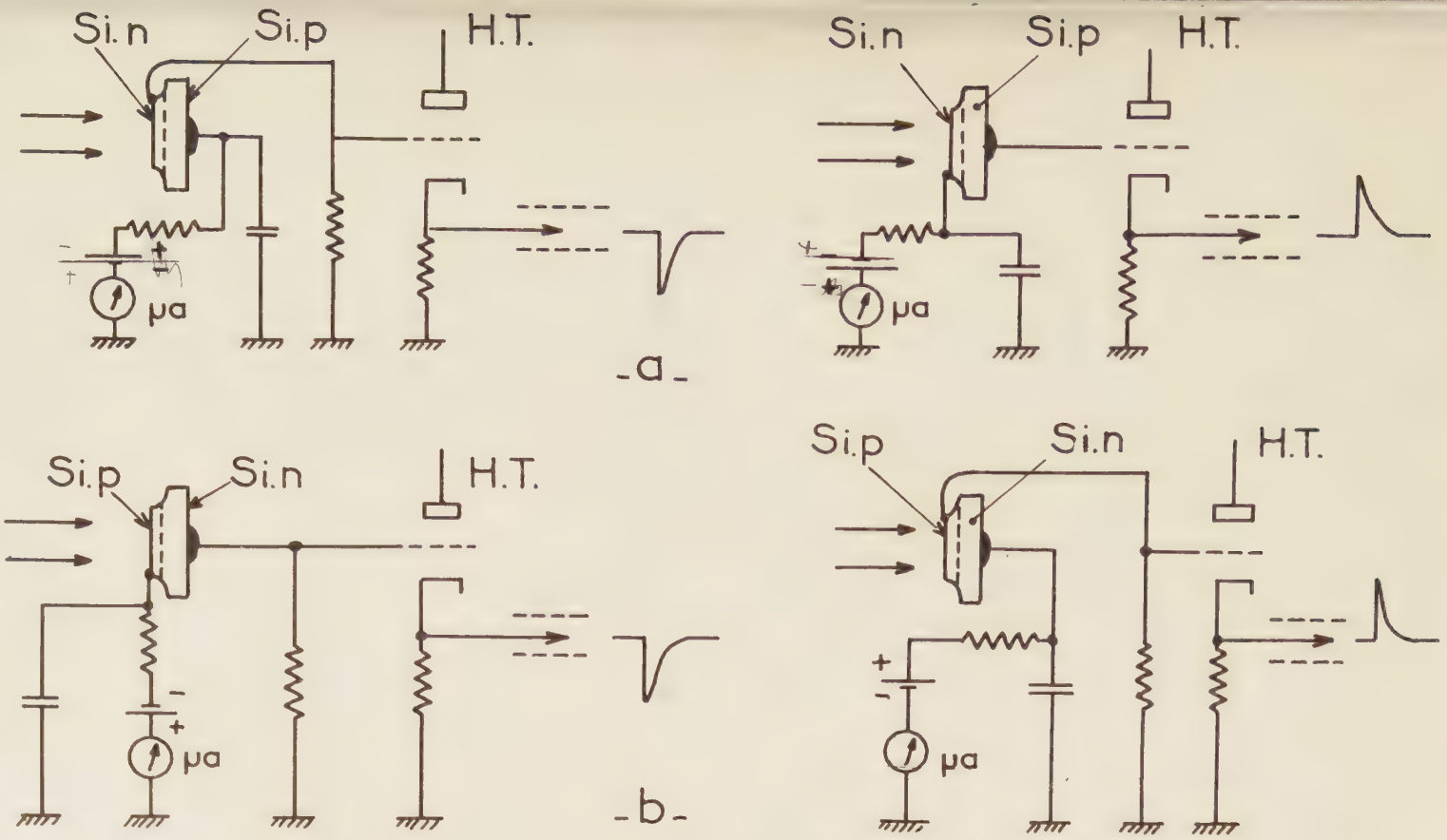



Fig. 6

Schémas de branchement du détecteur

a- détecteur réalisé avec du Si de type p

b- " " n

du matériau. Si la consentration en surface $C_o$ des impuretés est constante, c'est-à-dire que cette couche se comporte comme une source inépuisable, la distribution en fonction de la profondeur est la suivante :

$$C_x = C_o \ \text{erfc} \ \frac{x}{\sqrt{4\,D\,t}}$$

avec : D constante de diffusion

t durée de la diffusion .

L'excès de la densité des impuretés majoritaires sur la densité des impuretés minoritaires est : $\left| C_x - C_B \right|$ .

La jonction stoechiométrique étant définie par (voir fig. 7-a) :

$$\left| C_{x_j} - C_B \right| = \left| C_o \ \text{erfc} \ \frac{x_j}{\sqrt{4\,D\,t}} - C_B \right| = 0 \quad ,$$

compte tenu de la densité de charges positives (nous prenons comme exemple une jonction réalisée dans un matériau de type p), nous pouvons écrire l'équation de Poisson en unités MKS :

$$\nabla^2 \psi = - \frac{e}{K\,\varepsilon_o} \left( C_o \ \text{erfc} \ \frac{x}{\sqrt{4\,D\,t}} - C_B \right)$$

où : $\psi$ est le potentiel électrostatique

K est la constante diélectrique du silicium

$\varepsilon_o$ est la constante diélectrique du vide

e est la charge de l'électron.

Nous pouvons alors déduire la distribution du champ électrique par intégration de l'équation de Poisson :

$$E_1(x) - E_1(x_j - a_1) = E_1(x) = \frac{e\,C_o}{K\,\varepsilon_o} \int_{x_j - a_1}^{x} \left[ 1 - \frac{C_B}{C_o} - \text{erf} \ \frac{x}{\sqrt{4\,D\,t}} \right] dx$$

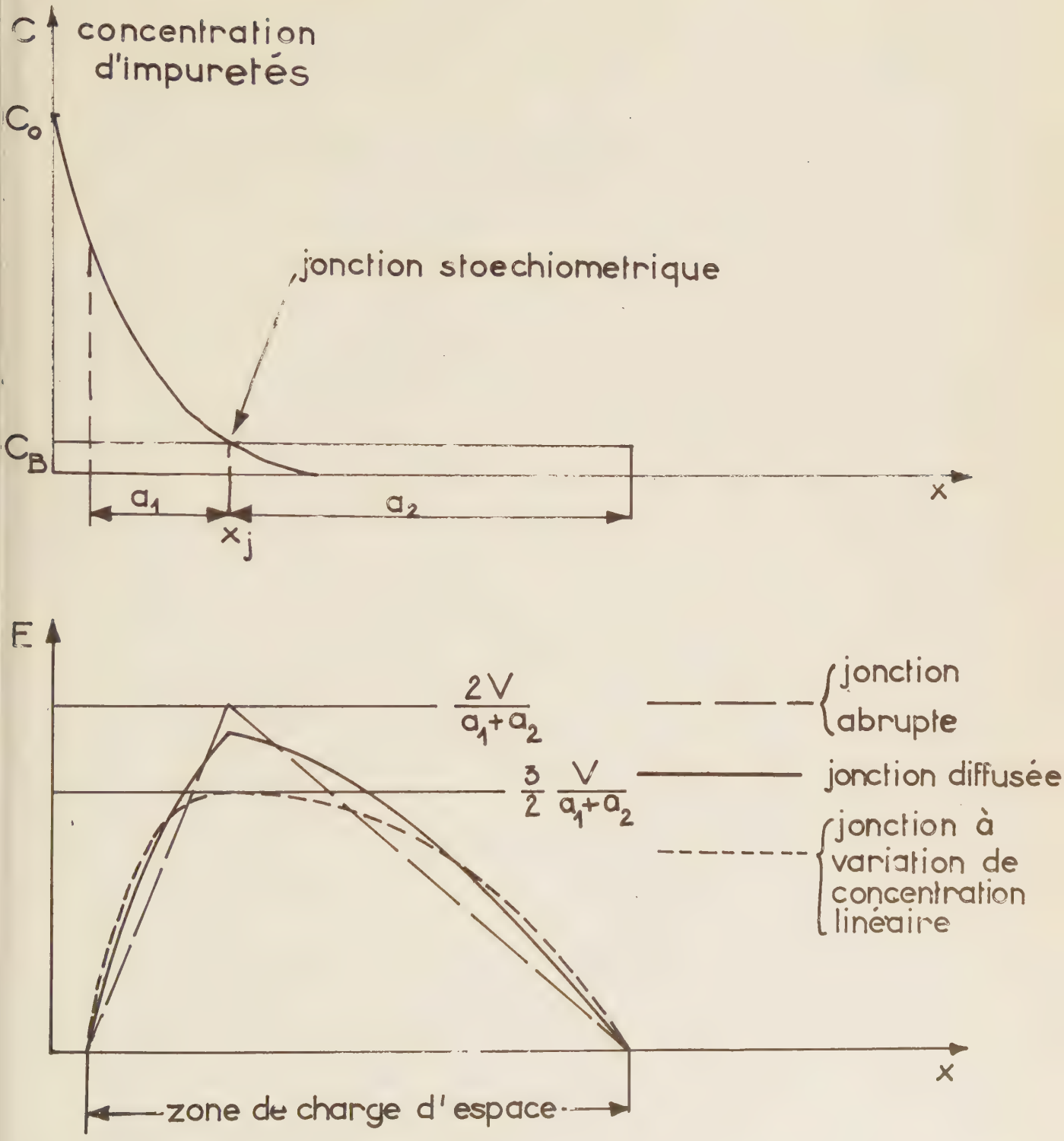

C
concentration
d'impuretés
$C_o$
jonction stoechiometrique
$C_B$
$a_1$
$a_2$
$x_j$
x
E
$\frac{2V}{a_1+a_2}$
$\frac{3}{2}\frac{V}{a_1+a_2}$
jonction abrupte
jonction diffusée
jonction à variation de concentration linéaire
x
zone de charge d'espace

Fig Nº 7

et

$$E_2(x_j + a_2) - E_2(x) = -E_2(x) = -\frac{e\,C_o}{K\,\varepsilon_o} \int_x^{x_j+a_2} \left[ 1 - \frac{C_B}{C_o} - \operatorname{erf} \frac{x}{\sqrt{4\,D\,t}} \right] dx \quad .$$

Le champ étant continu au voisinage de la jonction, on peut écrire :

$$E_1 \left[ x_j \,,\, \frac{C_B}{C_o} \,,\, a_1 \right] = E_2 \left[ x_j \,,\, \frac{C_B}{C_o} \,,\, a_2 \right]$$

d'où l'on tire $a_1$ et $a_2$ .

Les différences de potentiel de part et d'autre de la jonction peuvent s'écrire :

$$V_1 = - \int_{x_j - a_1}^{x_j} E_1(x)\, dx$$

$$V_2 = - \int_{x_j}^{x_j+a_2} E_2(x)\, dx$$

La capacité par unité de surface est :

$$c = \frac{K\,\varepsilon_o}{a_1 + a_2} \quad .$$

Les calculs ainsi posés ont été effectués à l'aide d'une machine IBM 704 par Lawrence H. et Warner Jr. R.M. [18]. Diverses valeurs des paramètres $C_o$ , $C_B$ et $x_j$ , ainsi que de la tension de polarisation furent employées.

La représentation schématique du champ électrique dans la barrière se trouve figure 7-b. Nous indiquons également les formes des distributions du champ pour deux solutions approchées : jonction abrupte et jonction à variation de concentration linéaire. La solution rigoureuse se trouve comprise entre ces deux solutions approchées. La formule approchée généralement employée pour

calculer la profondeur totale $\lambda = a_1 + a_2$ de la barrière est celle de la jonction abrupte :

$$\lambda^2 = \frac{K}{2\pi e} \left(\frac{1}{C_o} + \frac{1}{C_B}\right) (V + V_o)$$

où $V_o$ est la différence de potentiel de contact comprise entre 0,6 et 0,7 V pour le silicium;

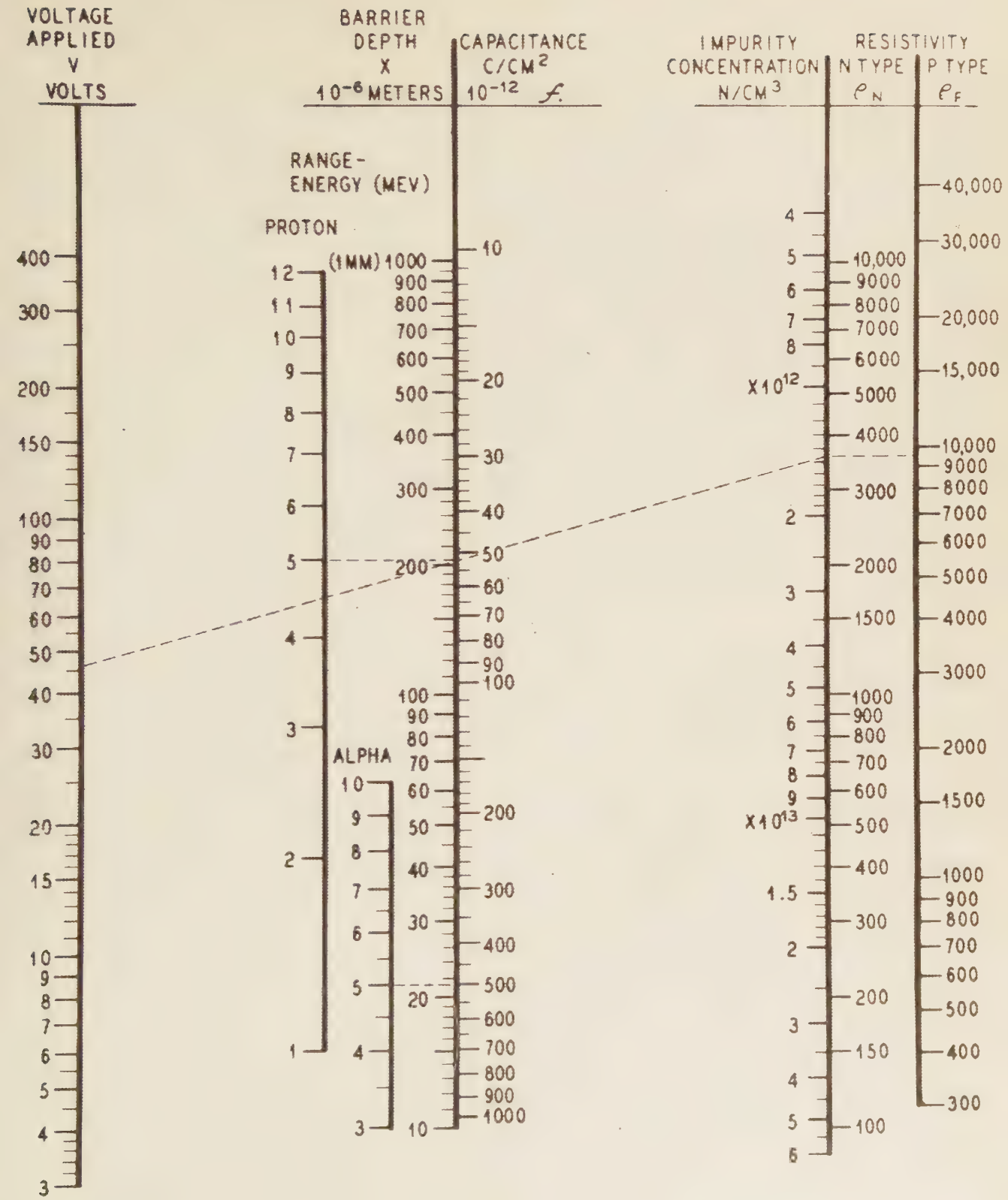
V est la tension de polarisation de même signe que $V_o$ .

En pratique cette formule est simplifiée, et dans notre exemple, on peut négliger $\frac{1}{C_o}$ devant $\frac{1}{C_B}$ :

$$\lambda^2 = \frac{K}{2\pi e} \cdot \frac{1}{C_B} \cdot V \quad .$$

On peut construire une abaque [19] que l'on trouve figure 8, donnant une valeur approchée des diverses caractéristiques. Cependant, dans certains cas, cette formule fournit des résultats beaucoup trop éloignés de la vérité. Par exemple, pour une jonction dont les caractéristiques sont $C_B = 10^{16}$ , $C_o = 10^{20}$ et $x_j = 2.10^{-3}$ cm pour 10 et 1000 V, on trouve : par la formule rigoureuse 20 μ et 115 μ , alors que la formule approchée donne 11 μ et [illegible] .

Pour pouvoir faire une comparaison plus détaillée, nous présentons un tableau dans lequel figurent les profondeurs totales $a_1 + a_2 = \lambda$ , ainsi que les rapports $a_1/a_2$ pour un autre cas particulier $C_B = 10^{14}$ et $C_o = 10^{18}$ .




$X^2 = V \cdot \frac{1}{N} \cdot 1.326 \times 10^7$, $C/A = 1.061 \times 10^4$, $\frac{1}{X} \cdot \rho = \frac{1}{N\mu e}$

$\mu_N = 1200$ CM²/VOLT-SEC, $\mu_P = 450$ CM²/VOLT-SEC

Fig N°8 D'après "NUCLEONICS" Mai 60

Tableau I

Valeurs de $\lambda$ en $\mu$ et de $a_1/a_2$ en $10^{-2}$

| V volts | Formule rigoureuse | | | | | | | | Formule approchée | |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| | $x_j = 2\ \mu$ | | $x_j = 5\ \mu$ | | $x_j = 10\ \mu$ | | $x_j = 50\ \mu$ | | | |
| | $\lambda$ $\mu$ | $a_1/a_2$ $10^{-2}$ | $\lambda$ $\mu$ | $a_1/a_2$ $10^{-2}$ | $\lambda$ $\mu$ | $a_1/a_2$ $10^{-2}$ | $\lambda$ $\mu$ | $a_1/a_2$ $10^{-2}$ | $\lambda$ $\mu$ | $a_1/a_2$ $10^{-2}$ |
| 1 | 3,68 | 42,5 | 4 | 20,6 | 4,3 | 28 | 6,4 | 42 | 3,4 | 0,01 |
| 10 | 11,7 | 6 | 11,9 | 10,5 | 11,9 | 16 | 14,5 | 33,5 | 11 | 0,01 |
| 50 | 23,7 | 3 | 24 | 5,8 | 24 | 9,2 | 27 | 24,5 | 23,5 | 0,01 |
| 100 | 34,7 | 2,5 | 34,6 | 4,5 | 34,6 | 7,5 | 39 | 21 | 34 | 0,01 |

Plusieurs constatations sont à faire.

Pour évaluer $\lambda$, la formule approchée est d'autant plus valable que la tension de polarisation est plus élevée, que le matériau de base est plus pur, et que la diffusion est peu profonde.

Par contre, cette formule est absolument inapplicable lorsqu'on cherche à connaître $a_1$, c'est-à-dire lorsqu'on cherche à connaître la valeur $x_j - a_1$ qui est l'épaisseur de la zone insensible. En effet, pour une jonction abrupte, le rapport $a_1/a_2 = P/N$, c'est-à-dire égal au rapport inverse des concentrations, dans notre exemple $a_1/a_2 = 10^{-4}$ si l'on donne à N la valeur de la concentration en surface, et même si l'on donne à N une valeur moyenne entre $C_o$ et $C_B$, le rapport $a_1/a_2$ vaut alors $10^{-2}$. Ce qui le rend plus proche de la réalité, mais quand même inexact, parce qu'invariable avec la tension de polarisation et avec la profondeur de diffusion. Le tableau II montre les valeurs de $a_1$, pour diverses profondeurs de diffusion et pour diverses concentrations en surface, pour 10 et 100 V de polarisation.

Tableau II

Valeurs de $a_j$ en $\mu$ , $C_B = 10^{14}$

| $C_o$ | $x_j = 0,5\ \mu$ | | $x_j = 1\ \mu$ | | $x_j = 2\ \mu$ | | $x_j = 5\ \mu$ | |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| | 10 V | 100 V | 10 V | 100 V | 10 V | 100 V | 10 V | 100 V |
| $10^{21}$ | 0,11 | 0,11 | 0,20 | 0,21 | 0,40 | 0,41 | 0,78 | 0,88 |
| $10^{20}$ | 0,12 | 0,135 | 0,22 | 0,24 | 0,48 | 0,51 | 0,89 | 1,05 |
| $10^{19}$ | 0,16 | 0,175 | 0,26 | 0,28 | 0,55 | 0,58 | 0,99 | 1,2 |
| $10^{18}$ | 0,22 | 0,24 | 0,42 | 0,5 | 0,72 | 0,82 | 1,26 | 1,5 |
| $10^{17}$ | 0,32 | 0,35 | 0,53 | 0,65 | 0,84 | 1 | 1,55 | 2 |
| $10^{16}$ | 0,49 | $> 0,5$ | 0,80 | $> 1$ | 1,2 | 1,65 | 2,2 | 3 |

Le tableau II permet de prévoir les performances d'un détecteur au moment de la fabrication. On constate que, plus la concentration en surface est faible par rapport à la concentration de base, plus la zone insensible est réduite pour une profondeur de jonction donnée. En réduisant la concentration en surface, on réduit également le gradient d'impureté "a", puisque l'on a :

$$a = \left(\frac{dC}{dx}\right)_{x=x_j} = - \frac{C_o}{(4\,D\,t)^{1/2}} \exp\left(- \frac{x_j^2}{4\,D\,t}\right) .$$

Donc, on augmente le champ d'avalanche, puisque $E_A \sim a^{1/2}$ . Cependant, en pratique, à la tension de claquage, le champ électrique théorique est beaucoup plus faible que le champ électrique d'avalanche.

Exemple : $V_M = 85$ V , $C_B = 8.10^{12}$ ; donc : $\lambda_A = 120\ \mu$ , $E_M = 13.000$ V/cm , alors que $E_A$ théorique est de 200 à 300.000 V/cm .

Ceci montre que le rôle joué par les imperfections du cristal est prépondérant, surtout pour les grandes puretés où les inhomogénéités ont encore plus d'importance. Ces inhomogénéités peuvent provenir, soit du cristal, soit de la diffusion. Lorsque la concentration en surface et la profondeur de diffusion sont faibles, les dislocations à la surface du cristal, provoquées par le polissage mécanique, entraînent des inhomogénéités dans la diffusion. On peut être amené à faire des diffusions plus profondes, cependant si le gain en tension de claquage est suffisamment important, il se peut que la zone insensible ne soit pas plus importante (voir Tableau II). Pour 250 V de polarisation, $a_1$ atteint 2 μ dans le cas suivant : $x_j = 2\ \mu$ , $C_B = 10^{14}$ , $C_o = 10^{16}$ . Théoriquement, on peut rendre la zone insensible nulle.

Une autre indication très importante qui ressort de cette étude, concerne les valeurs du champ électrique dans la barrière.

Nous avons vu que, théoriquement, la profondeur de la zone de charge d'espace peut varier entre

$$\lambda_o^2 = \frac{K}{2\pi e} \cdot \frac{1}{C_B} \cdot V_o$$

$$\lambda_M^2 = \frac{K}{2\pi e} \cdot \frac{1}{C_B} \cdot V_M$$

$\lambda_o = 13\ \mu$ , $\lambda_M = 260\ \mu$ pour une diode réalisée dans du silicium de type p de 1800 Ω.cm de résistivité, soit $C_B = 8.10^{12}$ atomes par $cm^3$ , $C_o = 10^{20}$ atomes par $cm^3$ et de tension maximale $V_M = 400$ V. Les champs électriques maximaux correspondants sont 1000 V/cm et 28000 V/cm. Or le champ électrique n'est pas uniforme dans la barrière; pour la tension $V_o$ , il tombe à 100 V/cm aux 9/10 de la barrière (voir fig. 7-b), la vitesse de collection est alors de $10^5$ cm/sec [20]. Un champ électrique aussi faible est insuffisant pour assurer une collection rapide et totale, et la résolution se trouve diminuée.

La tension de polarisation minimale est déterminée par la valeur minimale admissible du champ électrique, environ 2000 V/cm dans au moins 9/10 de l'épaisseur. La plage de variation de λ est donc limitée vers le bas. Pour les grandes valeurs de λ, la limite est imposée par le bruit qui apparaît au voisi-

nage de la tension de claquage, et en pratique la tension de polarisation maximale utilisable est environ la moitié de la tension de claquage. Donc, on ne peut généralement pas faire varier l'épaisseur de la barrière d'un facteur supérieur à 3, en agissant sur la tension de polarisation. Dans certaines applications, notamment pour la discrimination entre particules de même énergie, mais de parcours différents, il faut pouvoir ajuster la profondeur de la zone de charge d'espace.

Pour pouvoir disposer de toutes les épaisseurs de barrière, il faut prévoir la fabrication de détecteurs dans une gamme étendue de résistivités.

## V.- METHODE D'ETUDE DU DETECTEUR

La réponse du détecteur a été étudiée sous trois aspects :

- L'évolution de l'amplitude et du temps de montée des impulsions en fonction de l'énergie pour diverses particules et pour diverses tensions de polarisation;

- La valeur absolue de ces amplitudes;

- La dispersion en amplitude des impulsions dues à des particules monocinétiques.

Trois types de particules ont été utilisés : protons, deutons et rayons $\alpha$. Ces particules étaient produites par des réactions nucléaires : des cibles minces sans support ont été soumises au bombardement du faisceau de protons ou de deutons de l'accélérateur Van de Graaff de 2 millions de volts de l'Ecole Normale Supérieure.

Les réactions utilisées pour obtenir les diverses particules étaient les suivantes :

- deutons : diffusion élastique par Ag , $Al^{27}$ , $O^{16}$ , $C^{12}$
  Domaine d'énergie : 0,2 à 2 MeV.
- protons : diffusion élastique par $Al^{27}$,
  ainsi que les réactions :

$O^{16}(d,p)O^{17}$ ; Q = 1,92 MeV

$C^{12}(d,p)C^{13}$ ; Q = 2,72 MeV

Domaine d'énergie : 0,3 à 4,5 MeV .

- particules α : $O^{16}(d,\alpha)N^{14}$ ; Q = 3,12 MeV

$Al^{27}(d,\alpha)Mg^{25}$ ; Q = 6,70 MeV

Domaine d'énergie : 2,7 à 7 MeV.

Une source de polonium fournissait des particules α de 5,3 MeV.

Les cibles utilisées étaient des films minces de :

$Al_2O_3$ de 40 et 20 $\mu g/cm^2$

Al de 20 et 7 $\mu g/cm^2$

Ag de 50 $\mu g/cm^2$ .

Le carbone était présent sur toutes les cibles, à l'état de contamination. Pour les mesures des résolutions et des amplitudes, les impulsions du détecteur étaient amplifiées par un amplificateur ECKO et envoyées, après passage à travers un amplificateur loupe, dans un analyseur d'impulsions à 100 canaux du type RIDL.

Pour l'étude du temps de montée et de la forme de l'impulsion, nous avons utilisé des amplificateurs HEWLETT-PACKARD à large bande passante (200 Mc/s) et un oscilloscope TEKTRONIX.

## VI.- EVOLUTION DE L'AMPLITUDE ET DU TEMPS DE MONTEE DES SIGNAUX

1 - Pour déterminer les conditions d'utilisation du détecteur, il est nécessaire de relever les courbes amplitude-énergie. Le réseau de ces courbes, tracées pour diverses tensions de polarisation et pour diverses particules, décrit le comportement du détecteur. De même, il est important de connaître l'évolution du temps de montée des impulsions; en effet, l'amplitude, après amplification, dépend du temps de montée, selon le choix du temps d'intégration et de différentiation de l'amplificateur. L'étude de toutes ces courbes montre qu'il est possible d'effectuer une discrimination entre particules

de diverses natures et de faire l'étude sélective de spectres de particules α, protons, deutons, etc.

2 - L'analyse mathématique des courbes obtenues permet d'interpréter les phénomènes observés. Elle explique le mécanisme de la collection des charges et permet l'investigation des propriétés du semi-conducteur dans la masse en fonction de la profondeur. Ces calculs, ainsi que les propriétés de la jonction qu'on en déduit, ont été présentés dans une publication [21].

Interprétation de la forme de la courbe amplitude-énergie

La figure 9 montre les courbes d'amplitude obtenues avec des protons pour diverses tensions de polarisation (détecteur 2 D 11). Les courbes ont été normalisées au même gain. Toutes ces courbes coupent l'axe des énergies au point d'abscisse 140 KeV pour des tensions de polarisation comprises entre [illegible].

On distingue trois parties :

1/ un domaine d'énergie où le signal est nul;
2/ une partie linéaire;
3/ au-delà de la partie linéaire : un maximum et une portion décroissante.

1/ Entre l'origine et le point 140 KeV de l'axe des abscisses, le signal est nul. Ceci traduit le fait que la collection est nulle dans la zone comprise entre la face d'entrée des particules et la zone de charge d'espace. L'épaisseur de cette zone insensible est de 1,5 μ à 10°/o près. On voit que la barrière s'avance largement dans la zone dopée, puisque la jonction stoechiométrique est à 5 μ de la surface. En réalité, comme nous l'avons vu au chapitre IV, l'épaisseur de la zone insensible varie avec la tension, mais si lentement qu'il n'est pas possible de la mettre en évidence (voir Tableau II).

Notons que les valeurs de $a_1$ trouvées expérimentalement par cette méthode sont sensiblement plus grandes que celles que permet de prévoir la théorie exposée au chapitre IV.

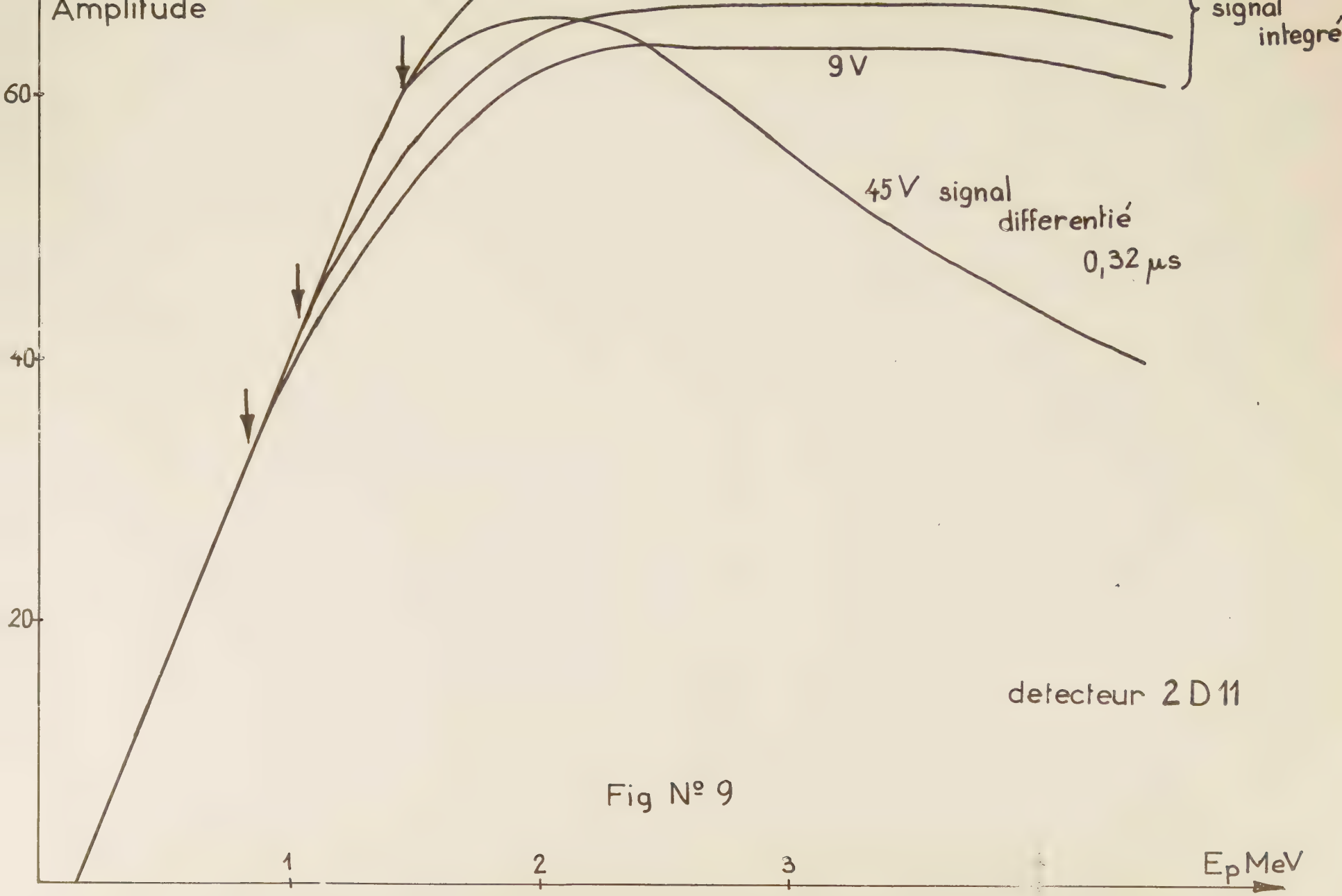

Amplitude
60
40
20
9 V
signal
integré
45 V signal
differentié
0,32 µs
detecteur 2 D 11
1
2
3
Ep MeV

Fig Nº 9

Pour améliorer les performances des détecteurs, surtout pour la détection des particules de faible parcours, il faut réduire au minimum la zone insensible. Cette tentative a été faite avec le silicium de type p. Les premiers détecteurs présentaient une zone morte de 2,3 μ qui était en accord avec la profondeur de diffusion $x_j = 2,2\ \mu$. Nous avons réduit les profondeurs de diffusion, et le dernier type de détecteur présente une zone morte de 1,4 μ. On prévoyait cependant moins du micron par la théorie de la diffusion.

L'inconvénient avec le silicium de type p est que les concentrations en surface $C_o$ du phosphore sont très élevées, de l'ordre de $10^{20}$ atomes par $cm^3$. Nous avons vu au chapitre IV que, pour des rapports $C_B/C_o$ atteignant $10^{-6}$, la pénétration de la barrière dans la zone dopée est très faible.

2/ Partie linéaire de la courbe amplitude-énergie : elle correspond à l'énergie dissipée dans la barrière. La collection est totale; la relation amplitude-énergie dissipée est linéaire. Le temps de montée des impulsions est de l'ordre de $10^{-9}$ s.

Cette partie linéaire permet de déterminer l'épaisseur de la barrière en se reportant à la relation énergie-parcours [22]. Pour le détecteur 2 D 11, réalisé avec du silicium de type n de 35 Ω.cm de résistivité, l'épaisseur de la barrière est à 2 μ près :

17 μ à 9 V
21 μ à 22 V
27 μ à 45 V .

La variation semble suivre une loi en $V^{0,4}$, plutôt que $V^{1/2}$.

La figure 10 montre les courbes d'amplitude obtenues avec le détecteur 3 D 19 ayant 90 Ω.cm de résistivité. On en déduit les épaisseurs de barrière suivantes :

21 μ à 6 V
24,5 μ à 12 V
32,5 μ à 22 V
35 μ à 40 V .

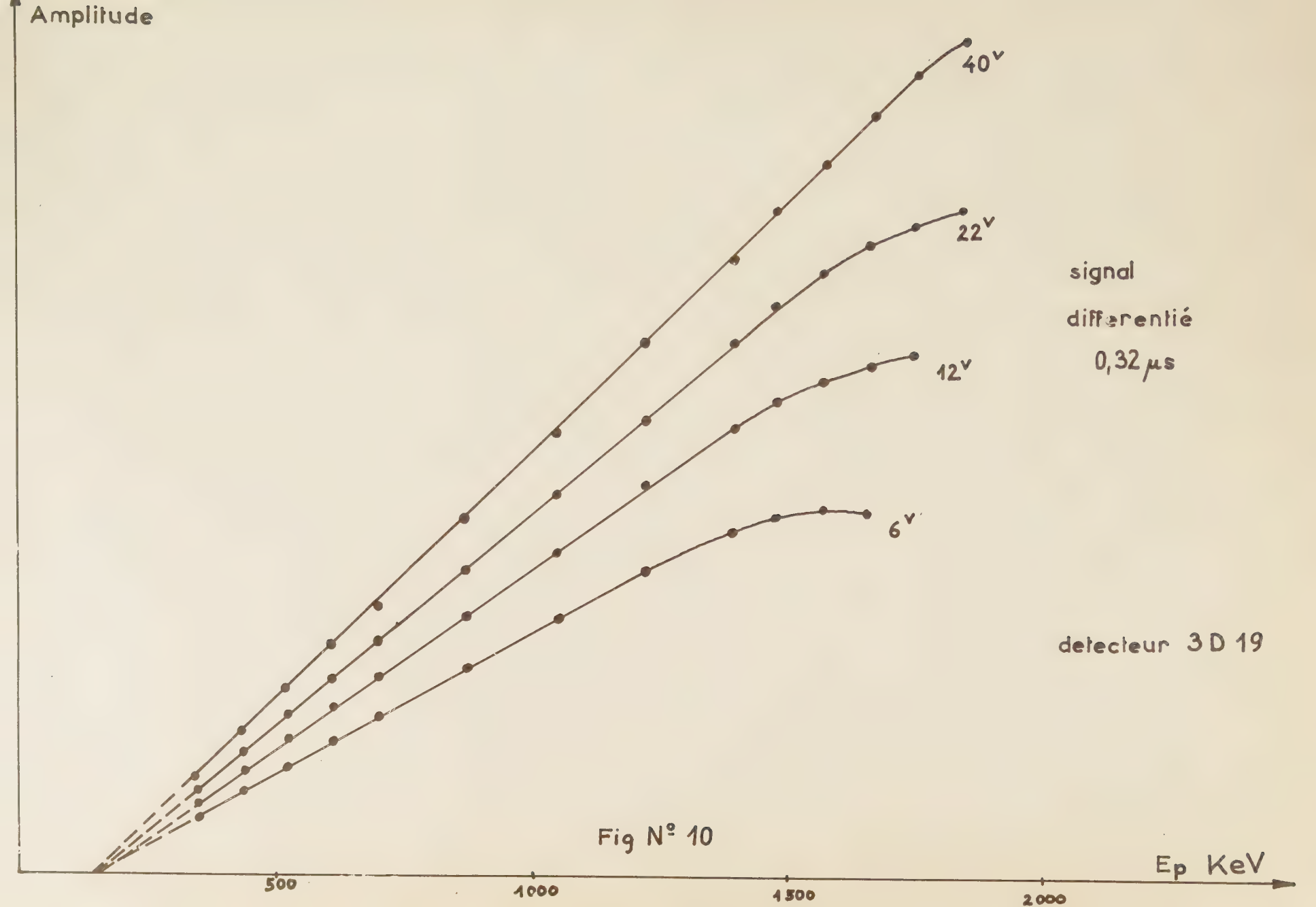

Amplitude
40 V
22 V
12 V
6 V
signal
différentié
0,32 µs
detecteur 3 D 19
Ep KeV
500
1000
1500
2000

Fig N° 10

Dans ce cas, la variation suit la loi en $V^{1/2}$. On peut expliquer cette divergence de la façon suivante : le détecteur 2 D 11 a une concentration en surface $C_o$ de $10^{17}$ atomes par $cm^3$; de plus, la profondeur de diffusion est de 5 µ, $C_B/C_o$ étant de $10^{-3}$. Cette jonction se rapproche beaucoup de la jonction à variation de concentration linéaire, pour laquelle la variation de l'épaisseur de la barrière est en $V^{1/3}$. Par contre, le détecteur 3 D 19 a pour caractéristiques : $C_o = 10^{18}$, $x_j = 4$ µ et $C_B/C_o = 10^{-5}$ environ, qui sont beaucoup plus proches des caractéristiques de la jonction abrupte, pour laquelle l'épaisseur de la barrière varie comme $V^{1/2}$.

3/ Troisième partie de la courbe amplitude-énergie : elle correspond à l'énergie dissipée au-delà de la barrière. Dans cette zone, les porteurs se déplacent par diffusion. Les particules qui pénètrent dans cette zone, donnent naissance à une impulsion qui a deux composantes. Une composante rapide correspondant à l'énergie dissipée dans la barrière. Une composante lente correspondat à la collection par diffusion; cette collection est incomplète, car les porteurs ont une durée de vie finie dans le silicium, de l'ordre de quelques µs.

Ainsi la courbe amplitude-énergie s'écarte de la linéarité lorsque la particule pénètre dans la zone de diffusion. Sa forme dépend des constantes de temps de l'amplificateur utilisé, qui peut transmettre plus ou moins fidèlement la composante lente de l'impulsion. La courbe passe par un maximum d'autant plus aigu que la constante de temps de différentiation est plus faible.

La figure 11 montre les deux familles d'impulsions, dues à des particules arrêtées dans la barrière et à des particules plus pénétrantes.

La partie rapide des impulsions a été observée avec un oscilloscope TEKTRONIX et des amplificateurs HEWLETT-PACKARD d'une bande passante de 200Mc/s. Le temps de montée des impulsions était le temps de montée propre de l'électronique, soit $10^{-8}$ s. Notons que Friedland et al. [13] ont généralement observé un temps de montée égal à celui de leur électronique, soit $3.10^{-9}$ s. Ceci est en accord avec le temps de montée théorique de $10^{-9}$ s.

La composante lente des impulsions a été observée avec un préamplificateur ECKO de gain 50 et de bande passante 4 Mc/s, dont la constante de temps de différentiation était supérieure à 10 µs. La constante de temps d'intégration était de 12 µs.

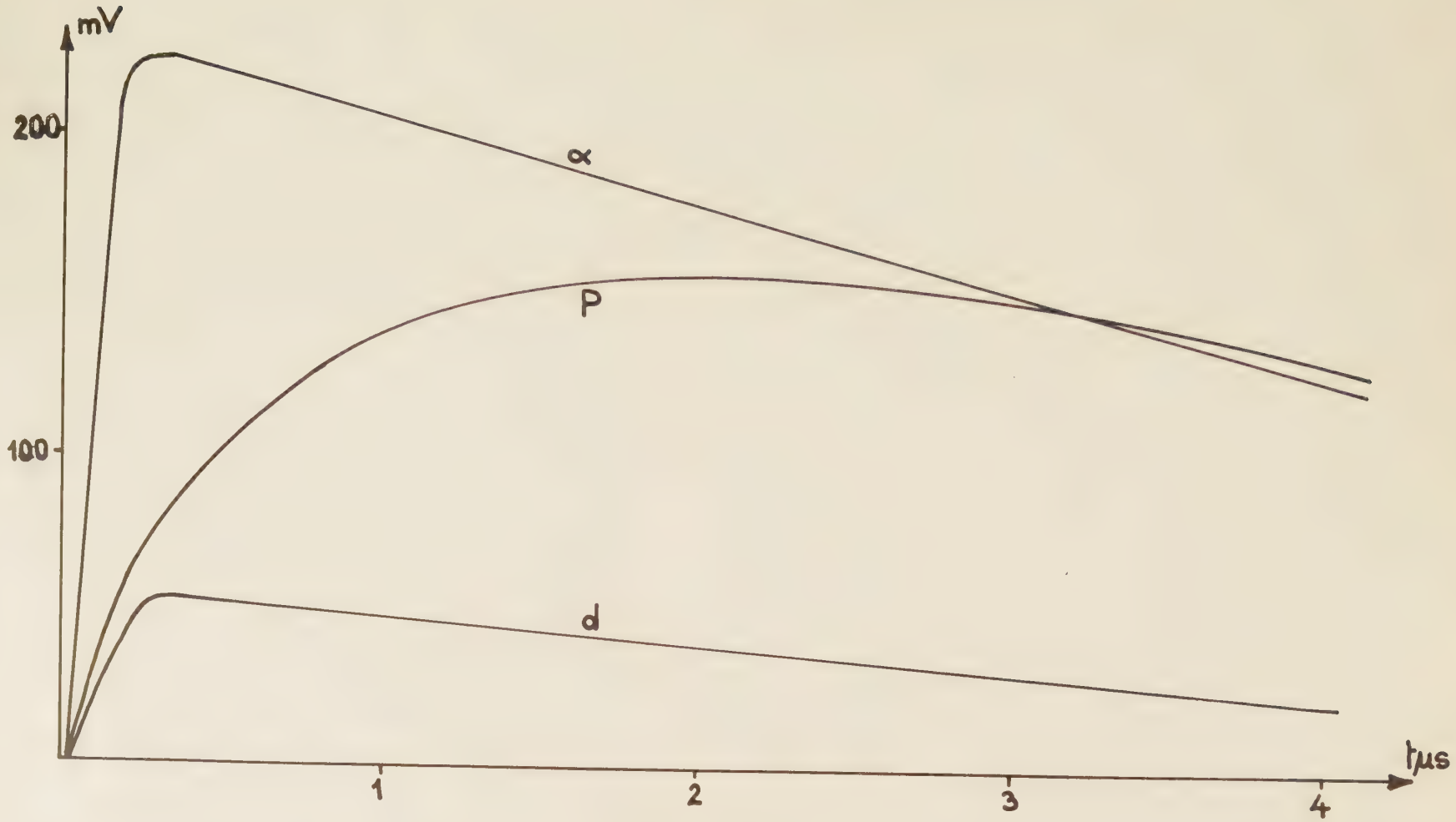



Fig. Nº 11

Forme des impulsions delivrées par le detecteur

La figure 12 montre l'évolution du temps de montée de la composante lente en fonction du parcours. On voit que la variation est d'abord sensiblement linéaire, avec une pente de l'ordre de 0,3 us/10 μ. La pente est légèrement plus faible avec des tensions plus fortes, ce qui laisse supposer qu'un faible champ électrique résiduel subsiste dans la zone de diffusion et contribue au mouvement des porteurs. De plus, la relation cesse d'être linéaire pour les temps supérieurs à 3 μs environ, c'est-à-dire comparables à la durée de vie.

Cette évolution du temps de montée peut s'expliquer par la théorie de la diffusion.

Discrimination entre particules

Constatons que les résultats ci-dessus s'expriment tous en fonction du parcours. Les courbes d'amplitude pour diverses particules se déduisent les unes des autres par affinité, pour les deutons. Ainsi la barrière maximum que nous avons obtenue avec la jonction 2 D 11 étant de 27 μ, la limite de linéarité est de 1,5 MeV pour les protons, 2 MeV pour les deutons, 5,5 MeV pour les particules α .

Pour les détecteurs des séries D 19, D 20 et D 28 , les limites de linéarité sont plus grandes; ainsi le détecteur 19 D 20, dont la tension de claquage est de 380 V, présente à 144 V une barrière de 52 μ, soit une limite de linéarité de 2,1 MeV pour les protons, 3 MeV pour les deutons, 8,2 MeV pour les particules α .

Les détecteurs réalisés avec le silicium de type p de haute résistivité présentent une limite de linéarité supérieure à 4,5 MeV de protons; nous n'avons pas pu l'atteindre. De plus, nous avons remarqué que la limite de linéarité ne semblait pas être atteinte, même pour de faibles tensions de polarisation, avec les détecteurs réalisés avec des siliciums fabriqués par Vieille Montagne et Péchiney. Or, l'épaisseur calculée de la barrière devrait être inférieure au parcours des protons de 3 MeV. Il faut admettre que la résistivité de ces matériaux est beaucoup plus grande que celle qui résulte des mesures. La mesure de grandes résistivités est effectivement très délicate.

Nous verrons au chapitre "Pouvoir de résolution" un autre argument qui renforce cette hypothèse.

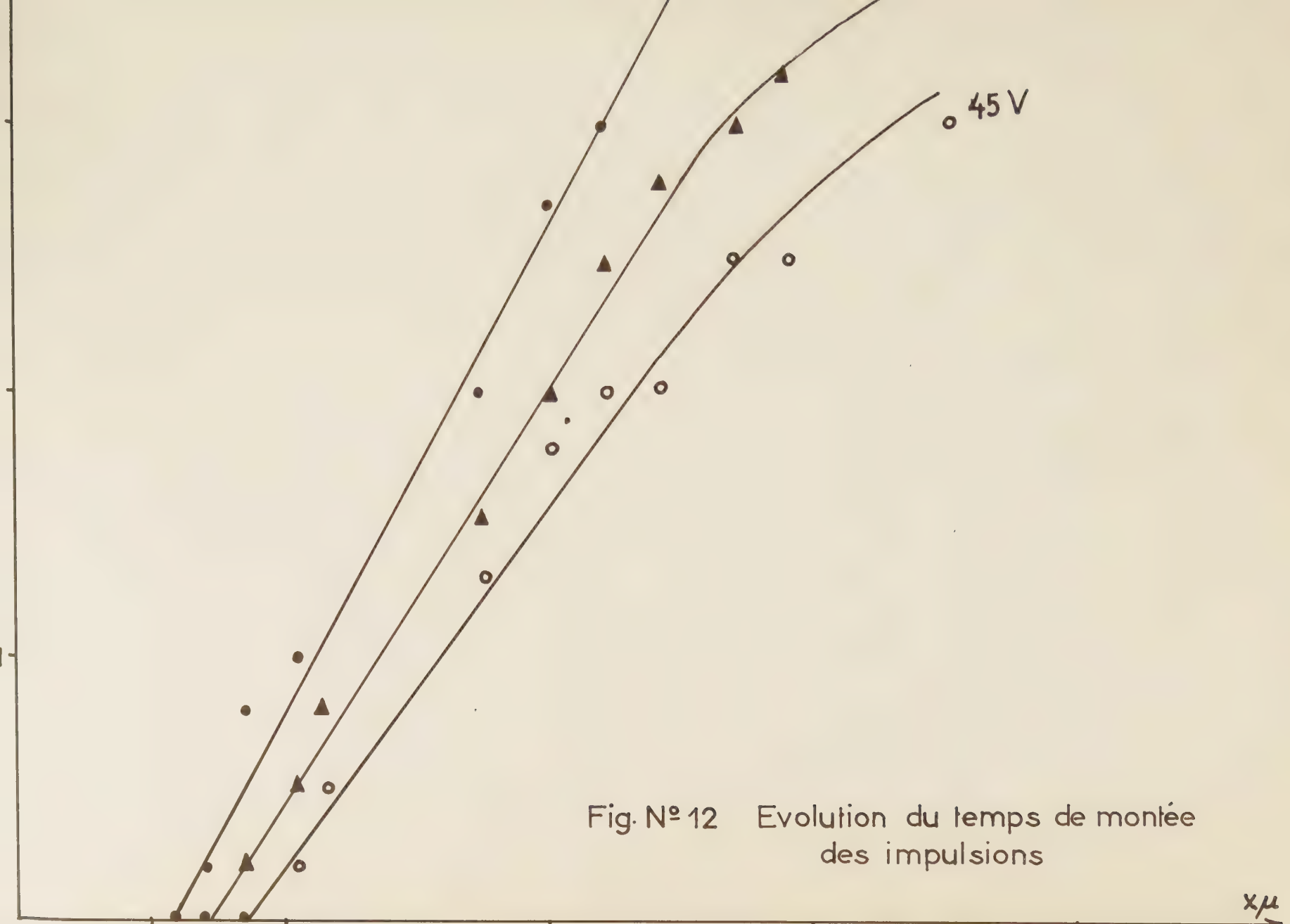



Fig. Nº 12 Evolution du temps de montée des impulsions

Discrimination :

Deux méthodes permettent de distinguer des particules de diverses natures.

a) La zone de diffusion peut jouer le rôle de détecteur d'anti-coïncidence. Un dispositif électronique simple permet d'éliminer la famille d'impulsions ayant une composante lente. Ainsi les particules pénétrantes sont identifiées. Cette méthode est souple, car on peut contrôler électriquement l'épaisseur de la barrière, donc le domaine d'énergie exploré, pour diverses particules.

b) Si on ne dispose pas d'un montage d'anti-coïncidences, pour éliminer complètement les impulsions gênantes dues à des particules pénétrantes, on peut néanmoins "déplacer" un pic dû à un groupe de particules pénétrantes, par rapport aux autres pics, en modifiant les constantes de temps d'intégration et de différentiation de l'amplificateur ainsi que la tension de polarisation. Ainsi les réactions $O^{16}(d,d)O^{16}$ et $O^{16}(d,\alpha)N^{14}$ [illegible] sont éliminées simultanément en présence des réactions $O^{16}(d,p)O^{17}$ et $C^{12}(d,p)C^{13}$.

La figure 13 montre le spectre des particules citées plus haut, obtenu avec le détecteur 2 S 4 pour lequel la limite de linéarité n'est pas atteinte, même par les protons les plus énergiques.

La méthode classique d'interposition d'un absorbant, pour éliminer les particules gênantes, n'est applicable que dans le cas où ces dernières ont des parcours beaucoup plus faibles que les particules auxquelles on s'intéresse. La figure 14 illustre cette méthode. Elle ne représente que les protons du spectre précédent. Ces derniers n'ont perdu qu'une faible partie de leur énergie dans l'absorbant, alors que les particules $\alpha$ et les deutons ont été arrêtés.

La figure 15 illustre au contraire l'une des principales propriétés de ces détecteurs. Les particules que l'on désire examiner sont des particules peu pénétrantes : des deutons de faible énergie et des particules $\alpha$. Les particules gênantes sont les protons. On règle alors la profondeur de la barrière, en agissant sur la tension de polarisation, et on choisit les constantes

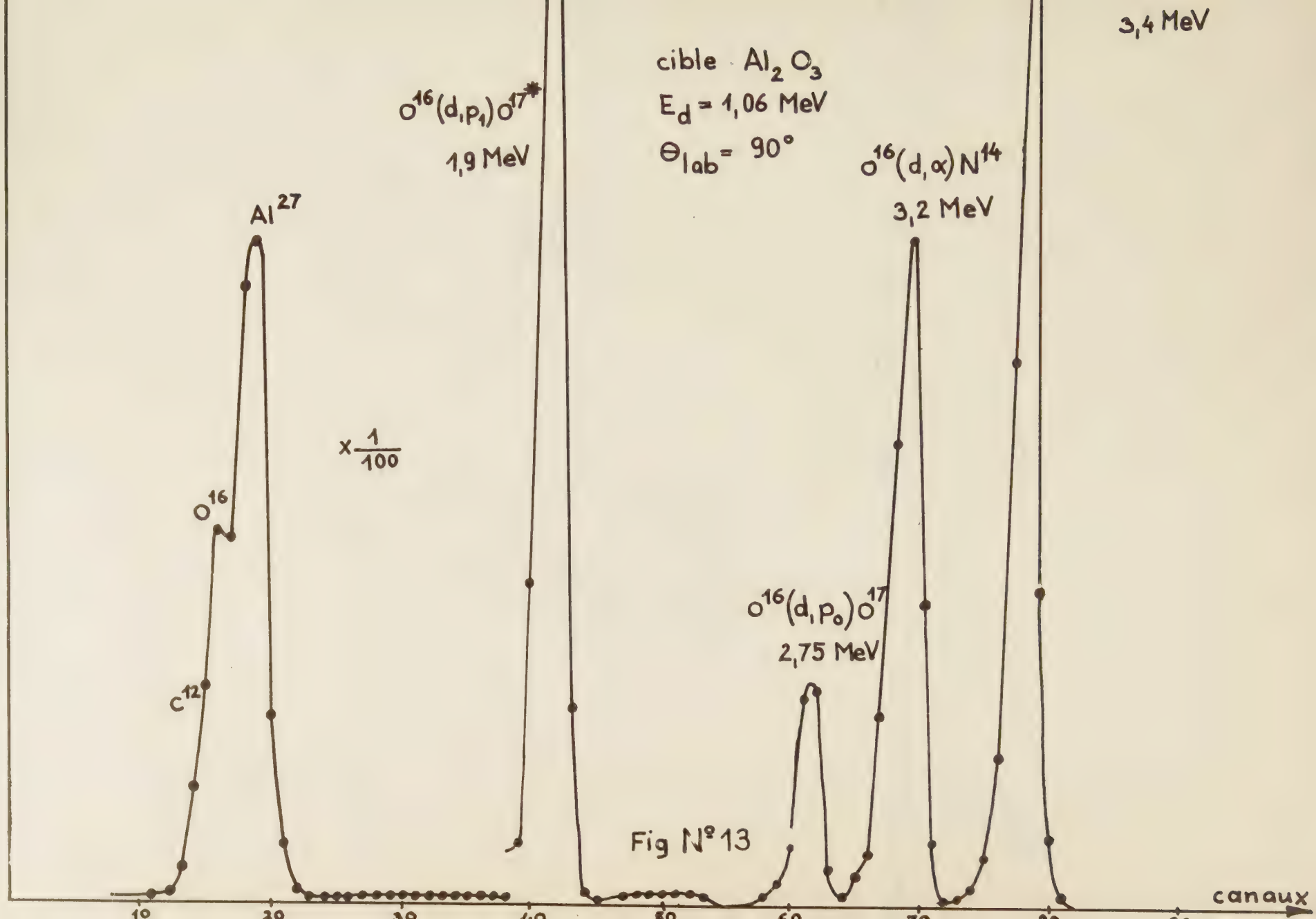
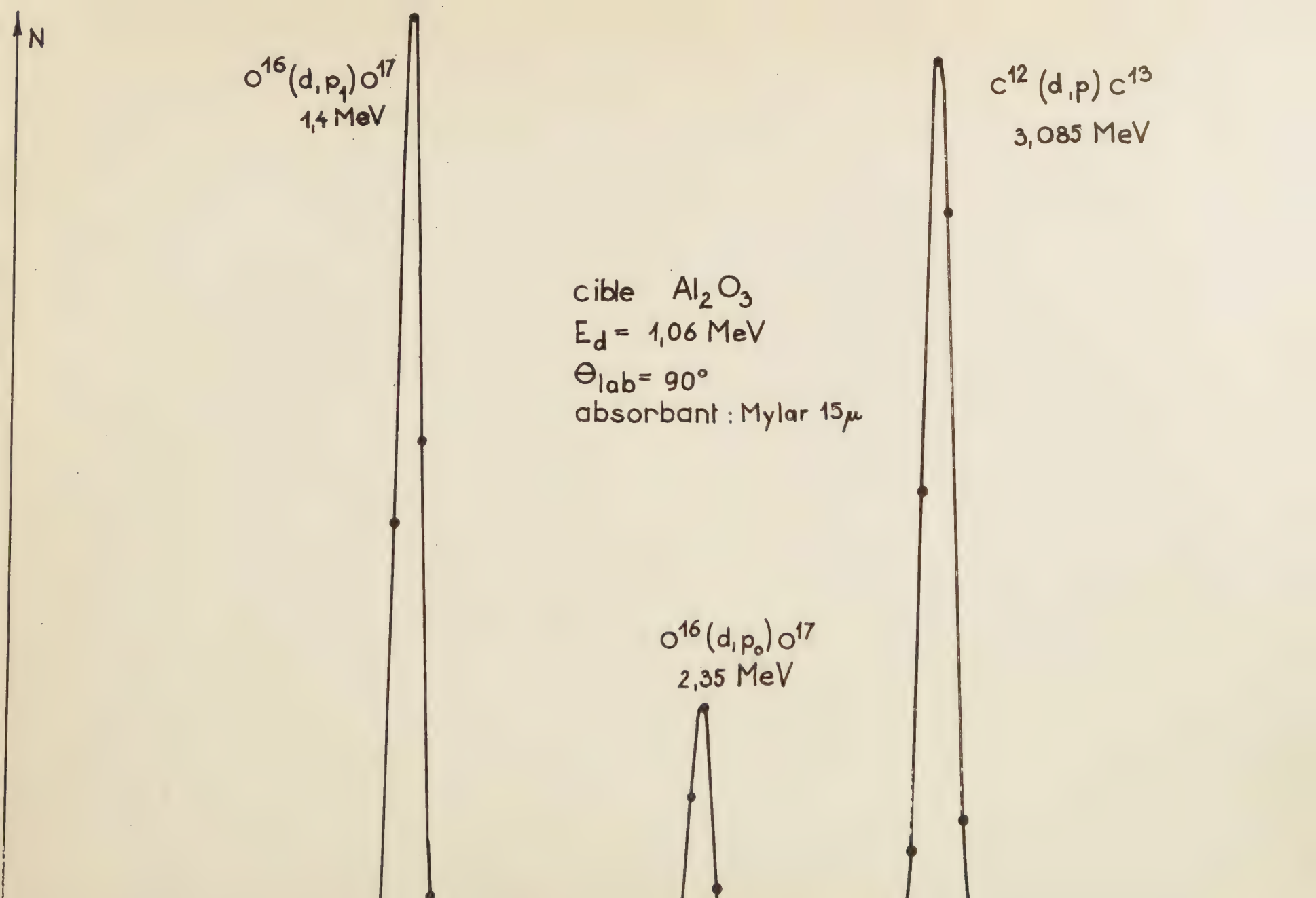
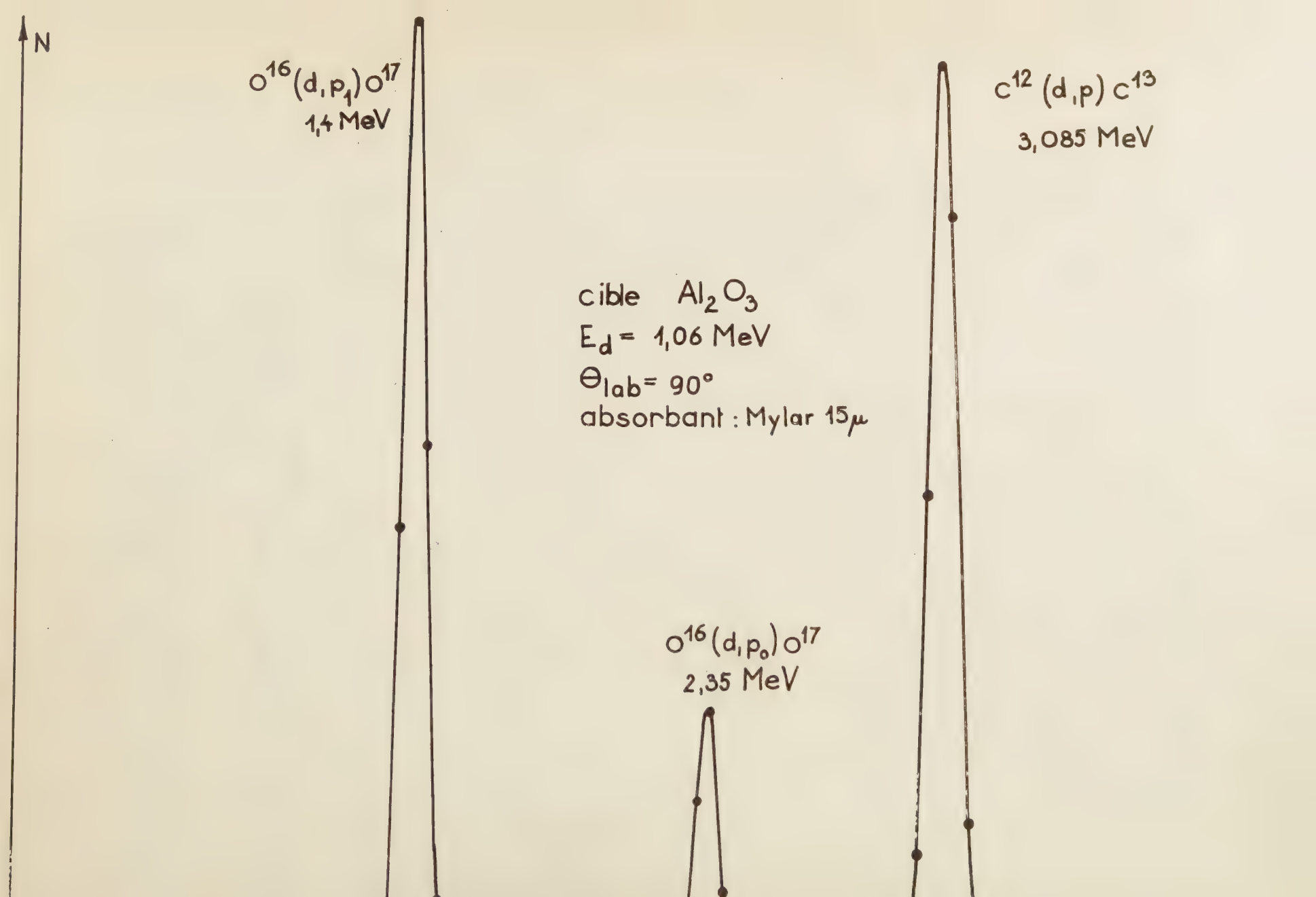

cible $Al_2O_3$
$E_d$ = 1,06 MeV
$\theta_{lab}$ = 90°
$O^{16}(d,p_1)O^{17*}$
1,9 MeV
$O^{16}(d,\alpha)N^{14}$
3,2 MeV
3,4 MeV
$Al^{27}$
$O^{16}$
$C^{12}$
$\times \frac{1}{100}$
$O^{16}(d,p_0)O^{17}$
2,75 MeV
canaux

Fig N° 13


N
$O^{16}(d,p_1)O^{17}$
1,4 MeV
$C^{12}(d,p)C^{13}$
3,085 MeV
cible $Al_2O_3$
$E_d$ = 1,06 MeV
$\Theta_{lab}$ = 90°
absorbant : Mylar 15$\mu$
$O^{16}(d,p_o)O^{17}$
2,35 MeV


N
$O^{16}(d,p_1)O^{17}$
1,4 MeV
$C^{12}(d,p)C^{13}$
3,085 MeV
cible $Al_2O_3$
$E_d$ = 1,06 MeV
$\Theta_{lab}$ = 90°
absorbant : Mylar 15μ
$O^{16}(d,p_o)O^{17}$
2,35 MeV

de temps d'intégration et de différentiation de l'amplificateur pour gr
les pics dus aux protons, de manière à ne pas gêner la lecture des spec
dans leur partie utile. On tire ainsi profit de la forme de la courbe a
tude-énergie (fig. 9), et du temps de montée des impulsions lentes. On
tate l'ordre inversé et la place des trois pics de protons qui sont gro
de manière à ne pas empiéter sur les spectres des deutons et des partic

Ce dernier spectre a été obtenu avec le détecteur 2 D 11. Il n'
été possible d'utiliser le même détecteur pour obtenir les trois spectr
précédents, car il fallait faire varier la profondeur de la barrière da
trop grandes proportions. Or nous avons vu que cela est impossible pour
raisons exposées au chapitre IV.

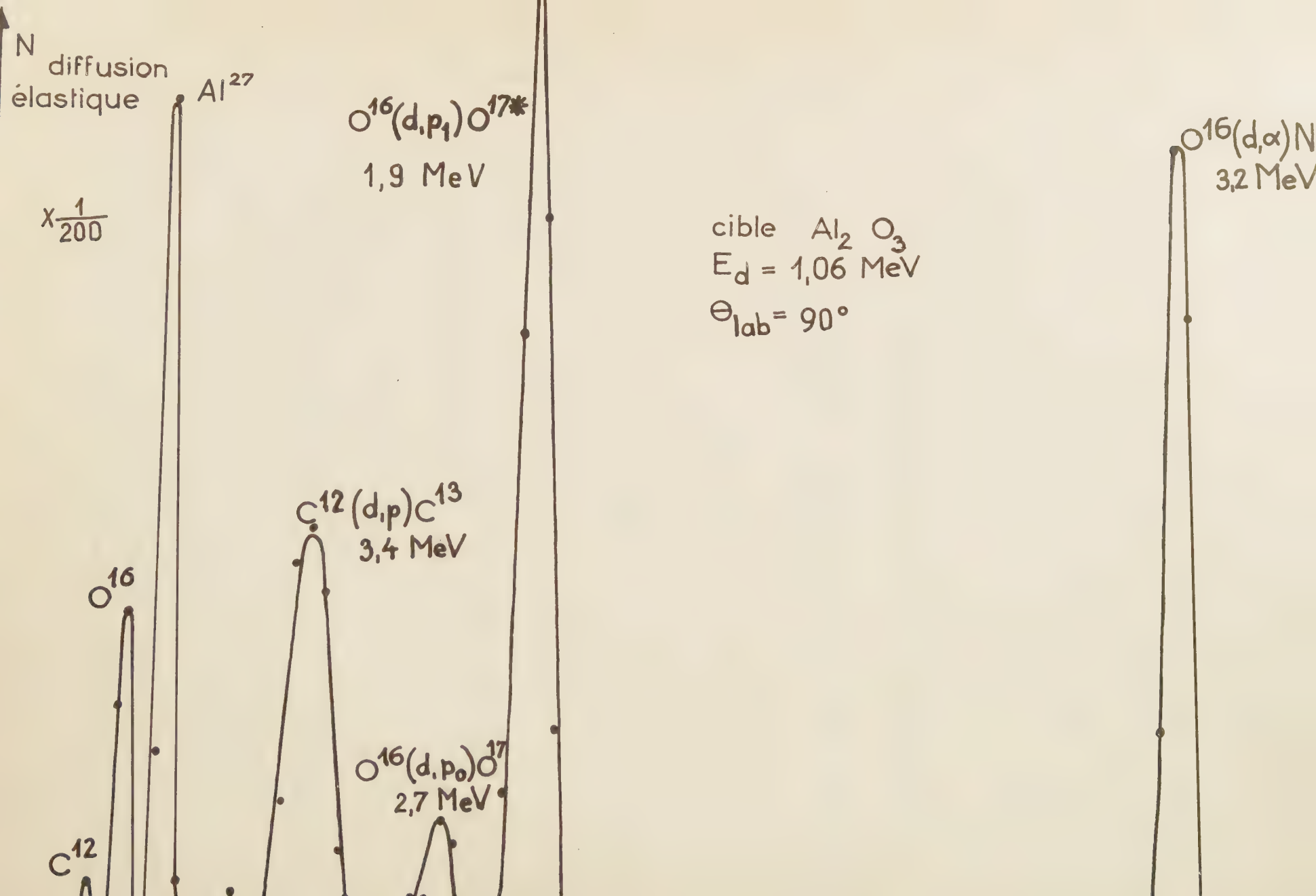
Remarques

1) Les mêmes principes s'appliquent aux électrons. Lorsque la barrièr
suffisamment épaisse pour que les électrons y donnent des signaux gênan
on peut les éliminer, car les électrons traversant également la zone de
fusion, fournissent une composante lente.

2) Observons que le parcours des particules lourdes dans le silicium,
primé en $mg/cm^2$, est sensiblement égal à la moitié du parcours dans NaI
CsI). Ainsi l'énergie perdue par les électrons, dans la barrière d'un d
teur à jonction, n'est que la moitié de celle perdue dans un cristal de
(Tl) d'épaisseur équivalente à celle de la barrière. En effet, l'énergi
due par un électron relativiste est proportionnelle à la masse traversé
L'amplitude relative des impulsions dues aux électrons est donc deux fo
faible pour le détecteur à jonction. Ceci explique qu'en général les i
sions dues aux électrons ne sont pas décelables.

3) Les rayons γ peuvent produire des électrons, soit dans la masse du
tecteur, soit dans son voisinage. Ces électrons peuvent produire des im
sions comme décrit ci-dessus.

4) Les neutrons peuvent produire, soit des rayons γ, soit des particul
lourdes par des réactions (n,p) , (n,α) , etc. Le détecteur est inévitab
très sensible à ces dernières, en général fort peu nombreuses.


N
diffusion
élastique
Al27
O16(d,p1)O17*
1,9 MeV
X 1/200
cible Al2 O3
Ed = 1,06 MeV
θlab = 90°
O16(d,α)N
3,2 MeV
C12(d,p)C13
3,4 MeV
O16
O16(d,p0)O17
2,7 MeV
C12

5) Dans certaines applications où le flux de particules pénétrantes (
trons de haute énergie, par exemple) est très important, il est utile d
duire la durée de vie dans la zone de diffusion pour éviter l'empilemen
impulsions. Ceci est possible sans réduire la profondeur de la barrière
diminuant la durée de vie des porteurs libres dans cette zone, par une
sion localisée d'impuretés de même type que le silicium de base.

## VII.- VALEURS ABSOLUES DES AMPLITUDES ET RAPPORT SIGNAL SUR BRUIT

a) L'amplitude de l'impulsion de tension produite par une par
d'énergie $E_{MeV}$ , C étant la capacité totale, est :

$$V = \frac{q}{C} = \frac{E.10^6}{3,5} \cdot \frac{e}{C}$$

soit

$$V_{mV} = 46 \frac{E_{MeV}}{C_{pF}}$$

quel que soit le détecteur utilisé.

On peut donner une autre formule dans laquelle figurent directe
les caractéristiques du détecteur :

$$V = 0,48 \frac{E.\lambda}{S}$$

E : énergie de la particule en MeV
$\lambda$ : épaisseur de la barrière en $\mu$
S : surface du détecteur en $mm^2$
V : amplitude de l'impulsion en mV .

Le gain varie donc comme $C^{-1}$. La mesure de $C^{-1}$ peut se faire en
vant l'amplitude due à un groupe de particules d'énergie fixe, pour div
tensions de polarisation. La courbe obtenue est normalisée par évaluati

la constante de temps de décharge de la capacité dans une résistance co
L'avantage de cette méthode est qu'elle permet de faire la mesure dans l
conditions mêmes de l'expérience, le détecteur étant en place dans la ch
à diffusion. Pour éviter la distorsion de la courbe due à la variation d
l'épaisseur de la barrière, il faut opérer avec des particules de faibl
cours. Il est facile de contrôler si une telle distorsion est apparue :
groupes de deutons d'énergie voisine (diffusés par $O^{16}$ et $Al^{27}$) sont uti
tant que le quotient de deux amplitudes reste constant, les courbes repr
sent fidèlement les variations de $C^{-1}$. La figure 16 montre la courbe des
plitudes et la fonction C(V) déduction faite des capacités parasites; ce
courbe peut se mettre sous la forme :

$$C_{pF} = 25 \left(\frac{V}{45}\right)^{-0,6} .$$

Remarquons que C ne varie pas tout à fait comme l'inverse de l'é
seur de la barrière. L'amplitude absolue est de 1,5 mV/MeV pour une pola
tion de 45 V, pour le détecteur 2 D 11. Pour le détecteur 3 D 19, nous a
effectué la mesure de la capacité au pont. La figure 17 montre que $1/C^2$
rie, dans ce cas, linéairement en fonction de V.

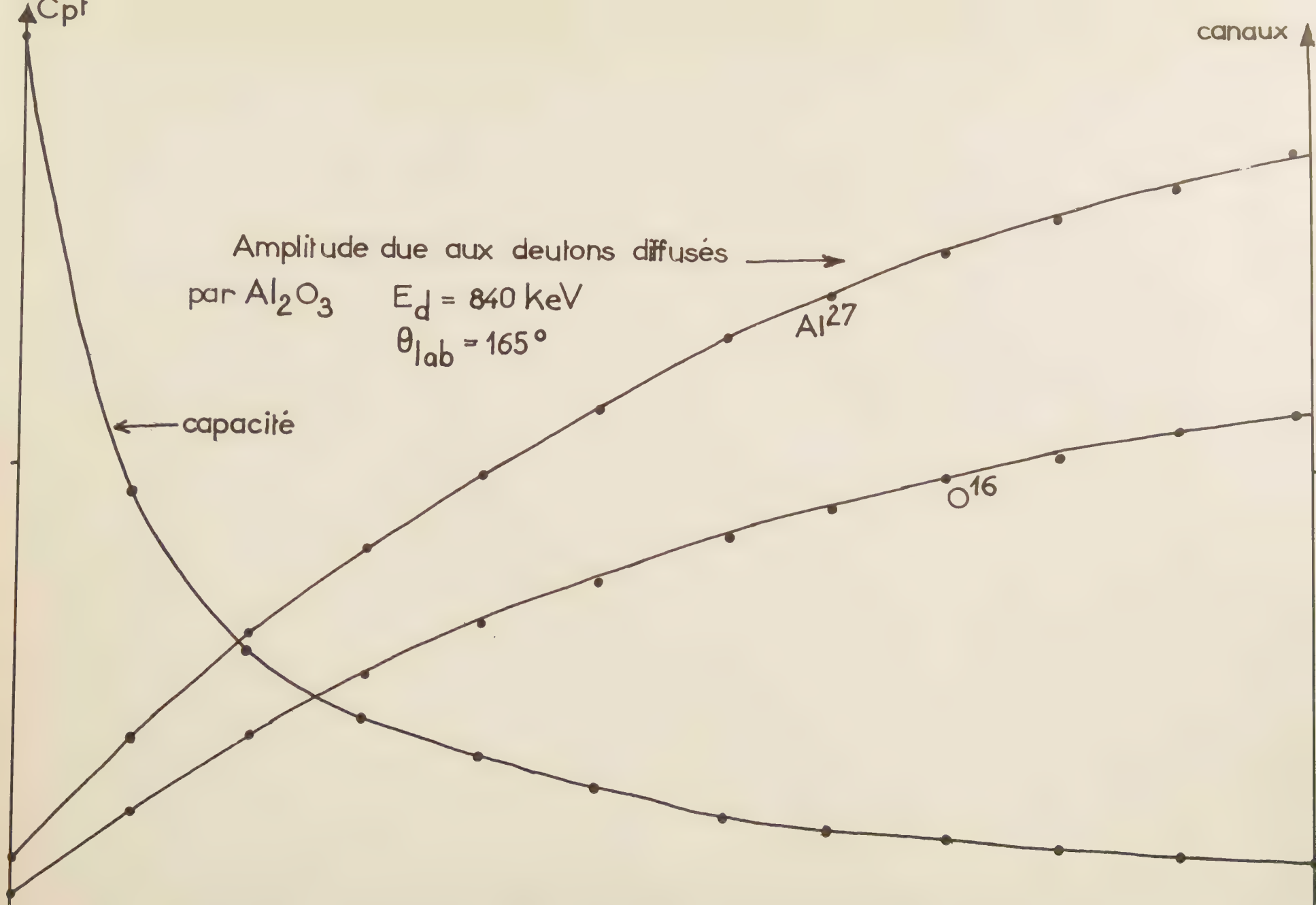
La stabilité en amplitude à long terme n'est limitée que par l'a
fisseur.

b) Le rapport signal sur bruit est élevé pour deux raisons :

- le temps de montée est très court; le nombre moyen d'impul
fortuites dues au bruit électronique pendant la durée de l'impulsion est
tant plus faible que celle-ci est plus courte;

- la valeur de l'énergie de création d'électron-trou est fai
(10 fois plus petite que dans un compteur à gaz). L'erreur absolue sur l
sure de la charge recueillie étant limitée, dans tous les cas, à quelque
taines de charges électroniques, le rapport signal sur bruit est 10 fois
leur que pour un compteur à gaz.

Le bruit dû à la jonction elle-même n'intervient pas, à conditio
le courant inverse soit de l'ordre de quelques dixièmes de microampère (
chapitre IX). L'énergie minimum détectable est limitée, dans notre cas,


Cpf
canaux
Amplitude due aux deutons diffusés
par $Al_2O_3$ $E_d$ = 840 keV
$\theta_{lab}$ = 165°
capacité
$Al^{27}$
$O^{16}$

le bruit d'entrée du préamplificateur ECKO. Aucune précaution spéciale n été prise pour rendre le bruit minimum, la détection de signaux équivale à une énergie dissipée dans la barrière de 100 KeV est cependant possibl

La dispersion en amplitude à mi-hauteur du pic, due au bruit de plificateur, équivaut à 10 KeV, si on opère avec une polarisation suffi pour rendre la capacité du détecteur assez faible. Le bruit ne limite do pas la surface utile du détecteur. L'augmentation de cette surface est u problème de technologie des semi-conducteurs.

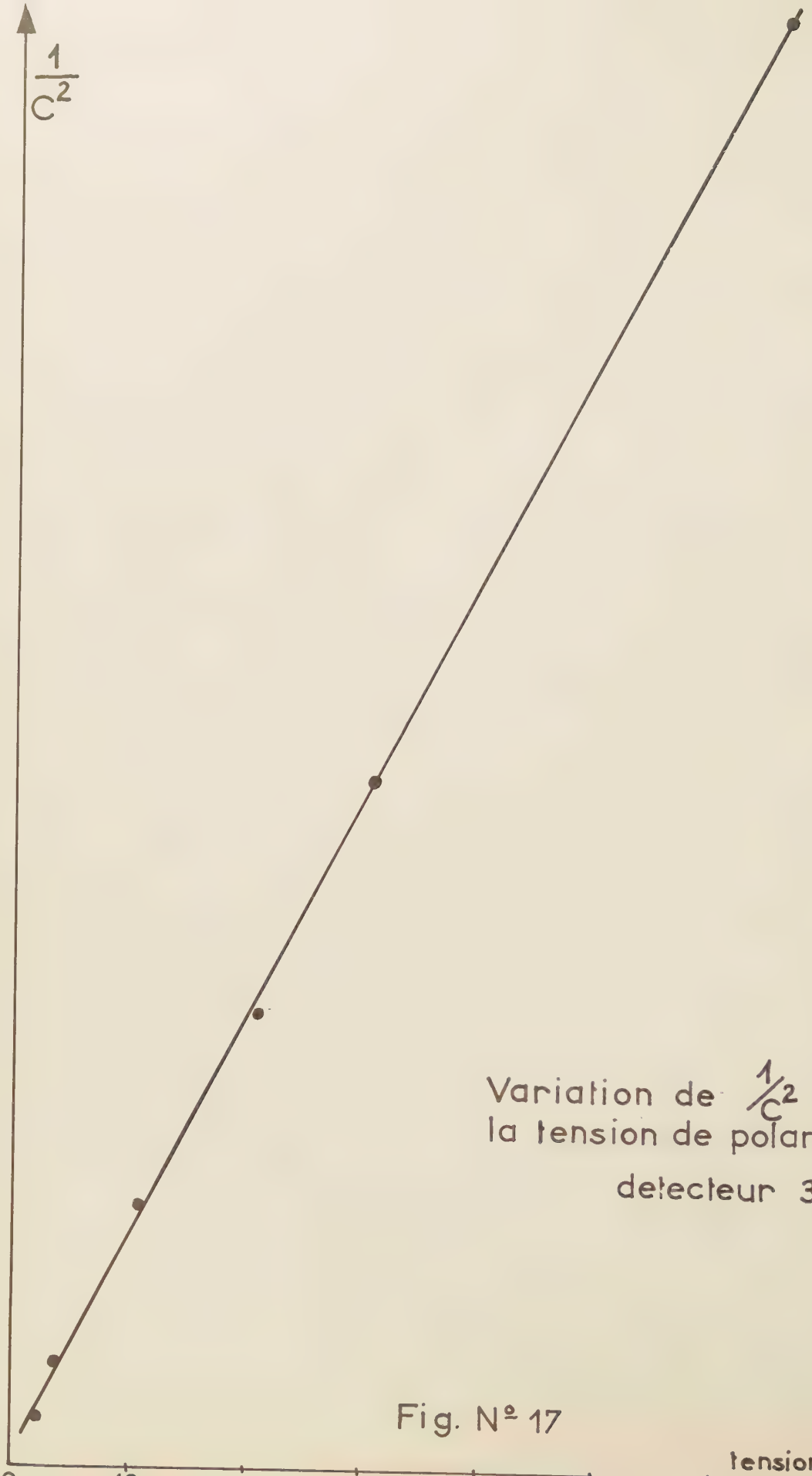
Cependant, si les surfaces utiles des détecteurs deviennent très portantes, il est possible que le bruit dû au détecteur devienne prépond surtout si les préamplificateurs d'entrée sont spécialement étudiés. Il alors la possibilité de refroidir la jonction de quelques dizaines de de à l'aide d'un réfrigérateur à effet Peltier. Ces réfrigérateurs dont l'e brement est très réduit (1 $cm^3$ environ), permettent de maintenir la jonc de 30 à 40°C en dessous de la température ambiante.

c) Si l'on connecte électriquement plusieurs détecteurs en par une particule d'énergie E, pénétrant dans un quelconque des détecteurs et ar dans la barrière, provoque une impulsion d'amplitude proportionnelle à

On peut ainsi utiliser plusieurs détecteurs avec une seule chaîn plification et une polarisation commune. Ce montage peut être très utile l'étude de réactions fournissant un spectre simple. En deuxième partie, donnons deux exemples d'application de ce montage.

## VIII.- POUVOIR RESOLVANT

1) La dispersion statistique de l'amplitude des impulsions dues à des cules monocinétiques arrêtées dans la barrière, est indépendante de l'én de la particule. C'est là une des propriétés fondamentales du détecteur tion. La largeur à mi-hauteur du pic, exprimée en unités d'énergie, est e ne de 30 KeV pour les protons et les deutons, 40 KeV pour les particules les meilleures conditions.




Variation de $\frac{1}{C^2}$ avec
la tension de polarisation
detecteur 3 D19

Fig. N° 17

La figure 18 montre les résultats pour les trois types de parti

2) Examinons les facteurs qui influent normalement sur la dispersion plitude.

a) La dispersion statistique sur le nombre de paires d'élec trou créées est négligeable, étant donné leur très grand nombre.

b) Des irrégularités d'épaisseur de la zone insensible ne c raient pas à une largeur constante en fonction de l'énergie. Le phénomè servé prouve, au contraire, que cette zone a une épaisseur bien constan

c) Le phénomène de dispersion statistique de l'énergie perd dans la zone insensible, ne conduit qu'à une dispersion maximale de 12 pour les protons, faible devant les 30 KeV observés. De plus, cette dis sion varie avec l'énergie.

d) Le bruit électronique est inférieur au signal d'une part de 10 KeV avec les constantes d'intégration et de différentiation que n avons utilisées (0,32 µs).

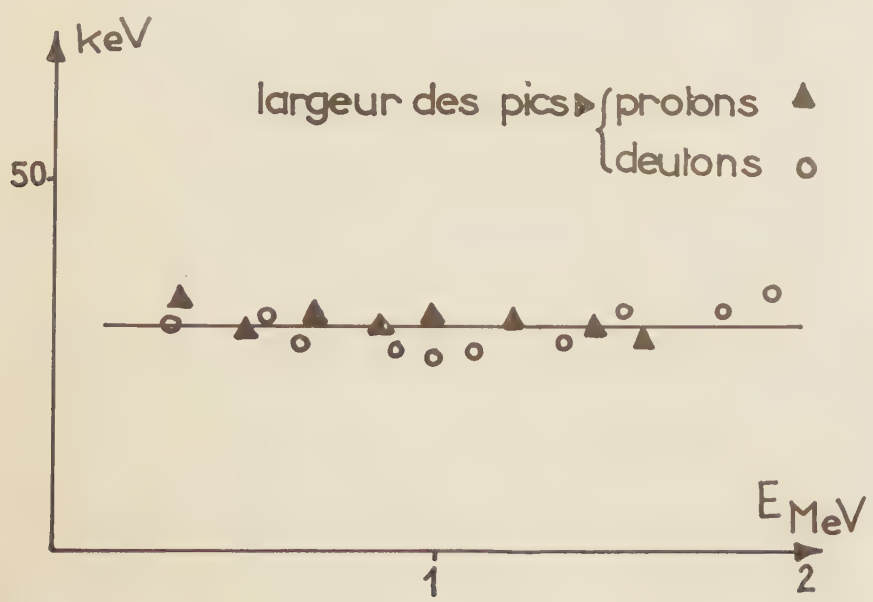
3) La résolution n'est pas déterminée par le rapport signal sur bruit puisque la dispersion en amplitude est moindre pour les impulsions prod par des protons et des deutons que pour des particules α de même énergi

Plusieurs chercheurs étrangers [8],[9],[11],[12],[13] ont égale observé des largeurs de pics constantes. Blankenship [10] a obtenu la p faible dispersion pour les particules α : 16 KeV. Cependant que Brown e ont obtenu 10 KeV de dispersion pour les électrons d'une centaine de Ke

Pour expliquer ce phénomène, on peut admettre l'hypothèse suiva au-dessous d'une certaine vitesse, la particule crée, par choc nucléair noyaux de recul dont le pouvoir ionisant est très élevé. La recombinais porteurs libres est très rapide lorsque leur densité est très grande : cacité de collection est alors plus faible que l'unité. Cette hypothèse basée sur les deux remarques suivantes :

a) Une particule α de 5 MeV crée, en moyenne, deux défauts le cristal. La probabilité de création de défauts en fonction du parcou

(*) Informations personnelles


keV
largeur des pics
protons
deutons
50
E MeV
1
2

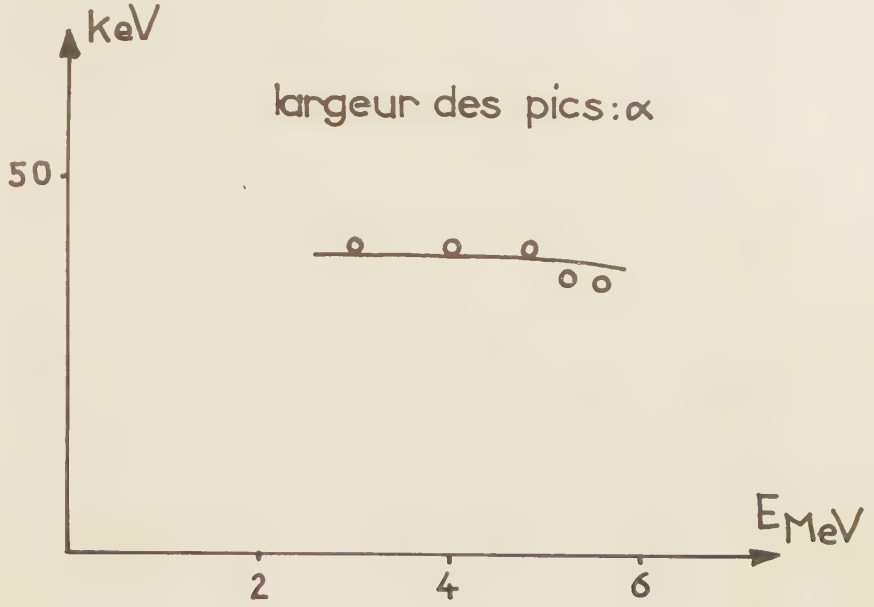

keV
largeur des pics : α
50
E MeV
2
4
6

Fig. N° 18

une courbe analogue à la courbe d'ionisation de Bragg [23]. C'est donc la fin du parcours que l'interaction avec un noyau est la plus probable. plus, ce processus est assez rare pour expliquer cette forte dispersion.

b) L'hypothèse d'interaction avec un noyau du cristal est re cée par la variation de la dispersion avec la nature de la particule. Un ticule α peut en effet céder une énergie plus grande au noyau de recul q le fait un proton. C'est précisément par un mauvais rendement de collect porteurs libres créés par ces noyaux que se produit la dispersion.

Les détecteurs réalisés dans du silicium de type p (1800 Ω.cm) par la Compagnie Vieille Montagne, présentaient des dispersions très gra L'impulsion correspondant à une particule arrêtée dans la barrière, poss une composante lente. Le tableau III représente l'évolution de la forme l'impulsion en fonction de la tension de polarisation. D'après les calcu basés sur 1800 Ω.cm de résistivité, les particules α du polonium sont a dans la barrière même à 4,5 V de polarisation.

Tableau III

| V volts | Temps de montée de la composante lente $10^{-6}$ sec. | Amplitude de la composante rapide Unité arbitraire | Amplitude de la composante lente Unité arbitraire | Rapport composante lente sur composante rapide | C t x l E |
|---|---|---|---|---|---|
| 1,5 | 0,4 | 0,9 | 0,5 | 0,55 | |
| 4,5 | 0,3 | 1,5 | 0,7 | 0,47 | |
| 9 | 0,25 | 2 | 0,8 | 0,4 | |
| 15 | 0,2 | 2,4 | 1 | 0,41 | |
| 22,5 | 0,2 | 2,6 | 1 | 0,38 | |
| 30 | 0,2 | 2,8 | 1,05 | 0,375 | |
| 36 | 0,18 | 3,6 | 1 | 0,28 | |
| 45 | 0,15 | 4 | 0,8 | 0,2 | |
| 66 | 0,1 | 4,4 | 0,4 | 0,09 | |

Ce tableau montre l'influence du champ électrique sur le temps de
tée. Cette influence se répercute sur la résolution. Nous avons constaté
ce phénomène figure 15, où les pics dus aux protons pénétrant dans la zon
diffusion présentaient des largeurs plus grandes que le pic dû aux partic
Remarquons que le champ électrique décroît le long du parcours de la part
ce qui réduit l'efficacité de collection, précisément là où la production
noyau de recul est la plus probable.

Nous avons obtenu les meilleures résolutions avec les détecteurs
sés avec du silicium de type n, pour lesquels précisément le champ électr
est plus élevé, puisque le matériau de base est moins pur.

Nous avons constaté, d'autre part, que la largeur des pics dépend
la constante de temps d'intégration à l'entrée du tube monté en cathodyne
(c'est-à-dire de la résistance de fuite de grille), ainsi que des constant
de temps d'intégration et de différentiation de l'amplificateur.

L'influence de ces constante de temps est d'autant plus grande que
champ électrique dans la barrière est plus faible; cela s'explique par la
persion en temps de montée des impulsions (voir Tableau III).

Pour les détecteurs réalisés dans le silicium de 1800 Ω .cm de rés
vité, le pic cesse même d'avoir une forme gaussienne lorsque les constantes
temps sont trop faibles. Notons que Brown W.L. et al. ont observé que les
semblaient composés de plusieurs pics de faible largeur (16 KeV environ) c
respondant à différentes plages de la surface du détecteur.

Blankenship a utilisé de grandes constantes de temps lorsqu'il a c
la plus faible dispersion. Il disposait d'un amplificateur de courant. Pou
grandes constantes de temps, le bruit de nos amplificateurs devient prépon
ce qui explique pourquoi la largeur des pics passe par un minimum lorsqu'o
mente les constantes de temps.

4) Les précautions suivantes ont été prises pour la mesure précise des r
tions :

a) les pics étaient toujours étalés de sorte que la largeur à
hauteur couvre au moins trois canaux de l'analyseur RIDL;

b) les cibles étaient choisies de manière à rendre la dispersion en énergie des particules diffusées faible devant la dispersion à observer. Pour le vérifier, nous avons, dans chaque cas, utilisé deux cibles, l'une ayant une épaisseur double de celle de l'autre. On constatait que les résultats fournis par les deux cibles étaient identiques.

Les diffusions élastiques ont été étudiées sur des cibles de $Al^{27}$ de 7 $\mu g/cm^2$. Pour cette cible, la dispersion en énergie des deutons et des protons diffusés à l'arrière était inférieure à 6 KeV.

Pour les réactions nucléaires, nous avons utilisé des cibles de $Al_2O_3$ de 17 $\mu g/cm^2$; la dispersion de l'énergie des particules $\alpha$ était également inférieure à 7 KeV.

Notons que des cibles de Al de 30 $\mu g$ déforment déjà notablement les spectres dus aux protons et deutons diffusés. En effet, le spectre d'énergie des particules diffusées est rectangulaire; sa largeur s'ajoute directement à la largeur observée, la loi de composition par le carré des largeurs n'étant pas applicable dans ce cas.

c) toutes les réactions utilisées fournissent des particules dont l'énergie varie très rapidement en fonction de l'angle d'observation. L'ouverture angulaire du détecteur a été maintenue inférieure à $1,5^o$ .

d) ces précautions sont indispensables dans tout travail où l'on veut profiter au maximum des possibilités offertes par le détecteur.

Signalons que le taux de comptage peut atteindre $10^4$ coups/sec. sans que la résolution soit diminuée.

5) La forme des pics est sensiblement gaussienne. Pour réduire le nombre de coups en dehors des pics, nous avons utilisé un diaphragme en rubis d'horlogerie. Celui-ci présente plusieurs avantages :

- les bords du trou sont parfaitement polis;
- le diamètre du trou est connu au micron près, ce qui facilite les mesures de section efficace absolue;
- la diffusion coulombienne par les bords est faible, le rubis étant formé des noyaux légers $Al^{27}$ et $O^{16}$ .

Avec ce dispositif, le nombre de coups en dehors du pic était inférieur à 1°/o du total pour les particules α du polonium.

6) Les figures 19, 20, 21 et 22 présentent quelques spectres caractéristiques. Tous ces spectres ont été enregistrés avec une cible de $Al_2O_3$ d'une épaisseur de 35 $\mu g/cm^2$.

La figure 19 montre un spectre de deutons diffusés élastiquement. Le petit pic double, au-dessus du pic de Al, est attribué à des impuretés de masse voisine de celle de Ca et de Cu présentes dans l'aluminium à raison de quelques °/oo. Les protons de la réaction $C^{12}(d,p_1)C^{13*}$, d'une énergie de [illegible] MeV, sont nettement [illegible]. La largeur des pics est un peu supérieure à 30 KeV à cause de l'épaisseur de la cible.

La figure 20 montre un spectre de protons diffusés; l'écartement des groupes est ici bien plus faible. En pratique, on peut distinguer facilement deux groupes de protons séparés par 50 à 60 KeV.

Le spectre complet dû à l'effet des deutons sur $Al_2O_3$ a été présenté dans la figure 15. Pour enregistrer correctement un tel spectre en entier, il faudrait disposer de 300 ou 400 canaux. On voit que la résolution sur les protons est mauvaise; les particules qui pénètrent dans la zone de diffusion fournissent en effet un spectre mal résolu.

La figure 21 représente les nombreux pics dus à la réaction $Al^{27}(d,\alpha)Mg^{25}$. On distingue les pics correspondant à 9 niveaux de $Mg^{25}$. Les pics apparaissent plus larges qu'ils ne le sont en réalité, le nombre des canaux étant insuffisant pour investiguer en détail un spectre aussi étendu. Ainsi le doublet correspondant aux niveaux excités 6 et 7 de $Mg^{25}$ et les pics dus à la réaction $O^{18}(d,\alpha)N^{16}$ ne sont pas séparés (la section efficace de cette dernière réaction est si élevée qu'elle s'observe en dépit de la faible proportion de $O^{18}$, 0,2°/o , présent dans l'oxygène naturel).

La figure 22 illustre la limite des possibilités de séparation de groupe de particules α, par nos détecteurs. Elle représente le spectre des quatre raies de particules α, de la réaction $O^{18}(d,\alpha)N^{16}$. Nous donnons dans la deuxième partie les détails expérimentaux.

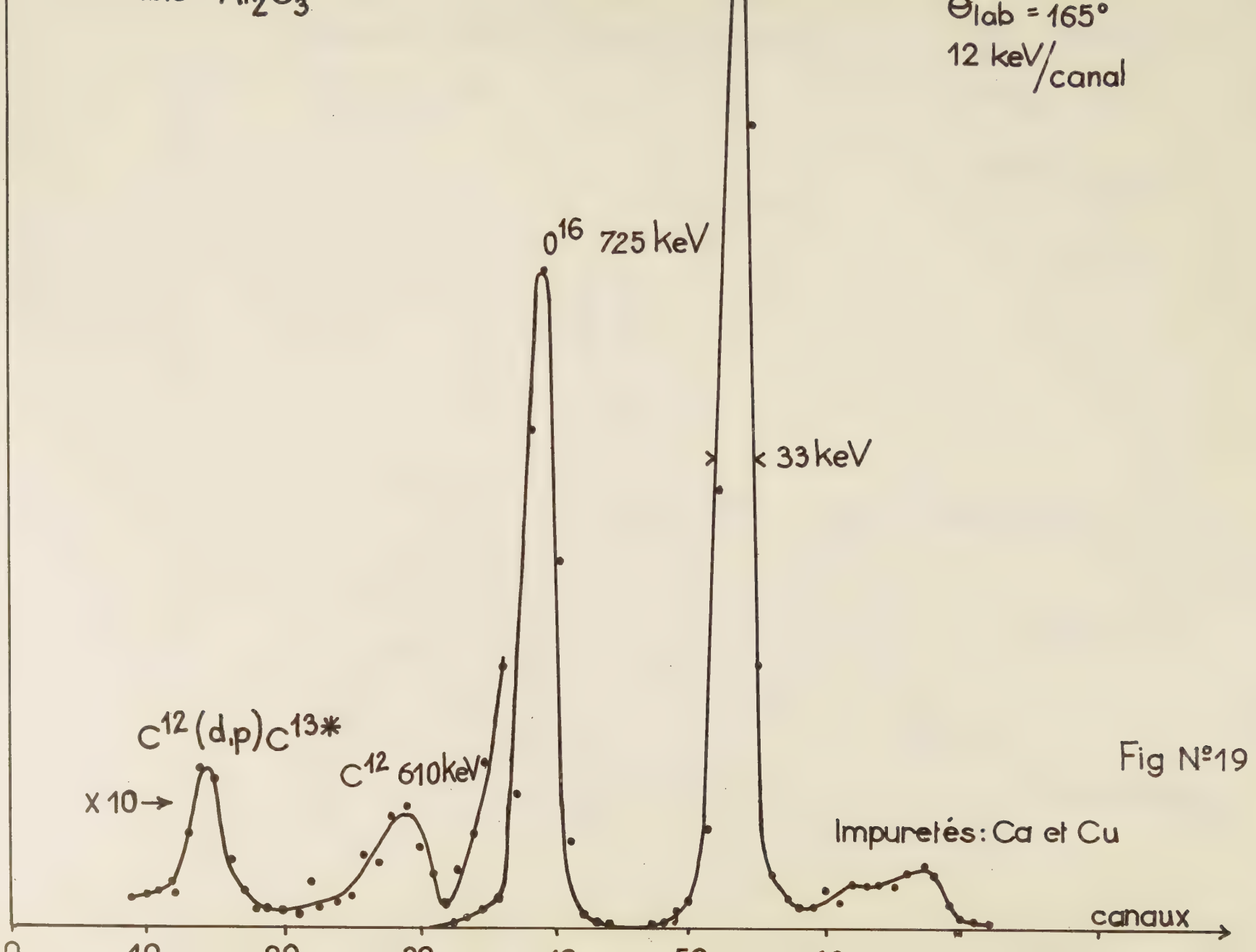

$\theta_{lab} = 165°$
12 keV/canal
$O^{16}$ 725 keV
33 keV
$C^{12}(d,p)C^{13*}$
$C^{12}$ 610keV
X 10 →
Impuretés: Ca et Cu
canaux

Fig N°19

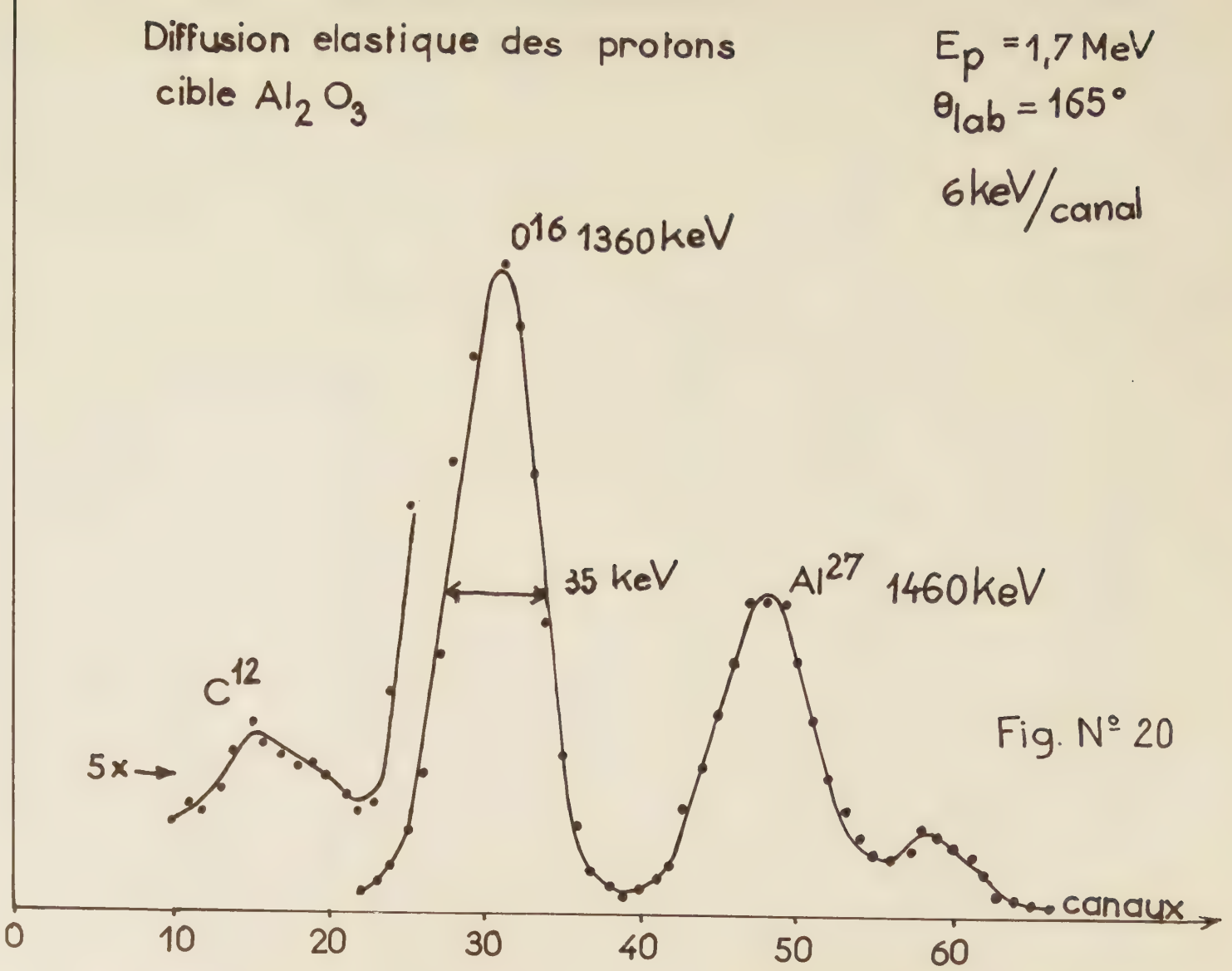
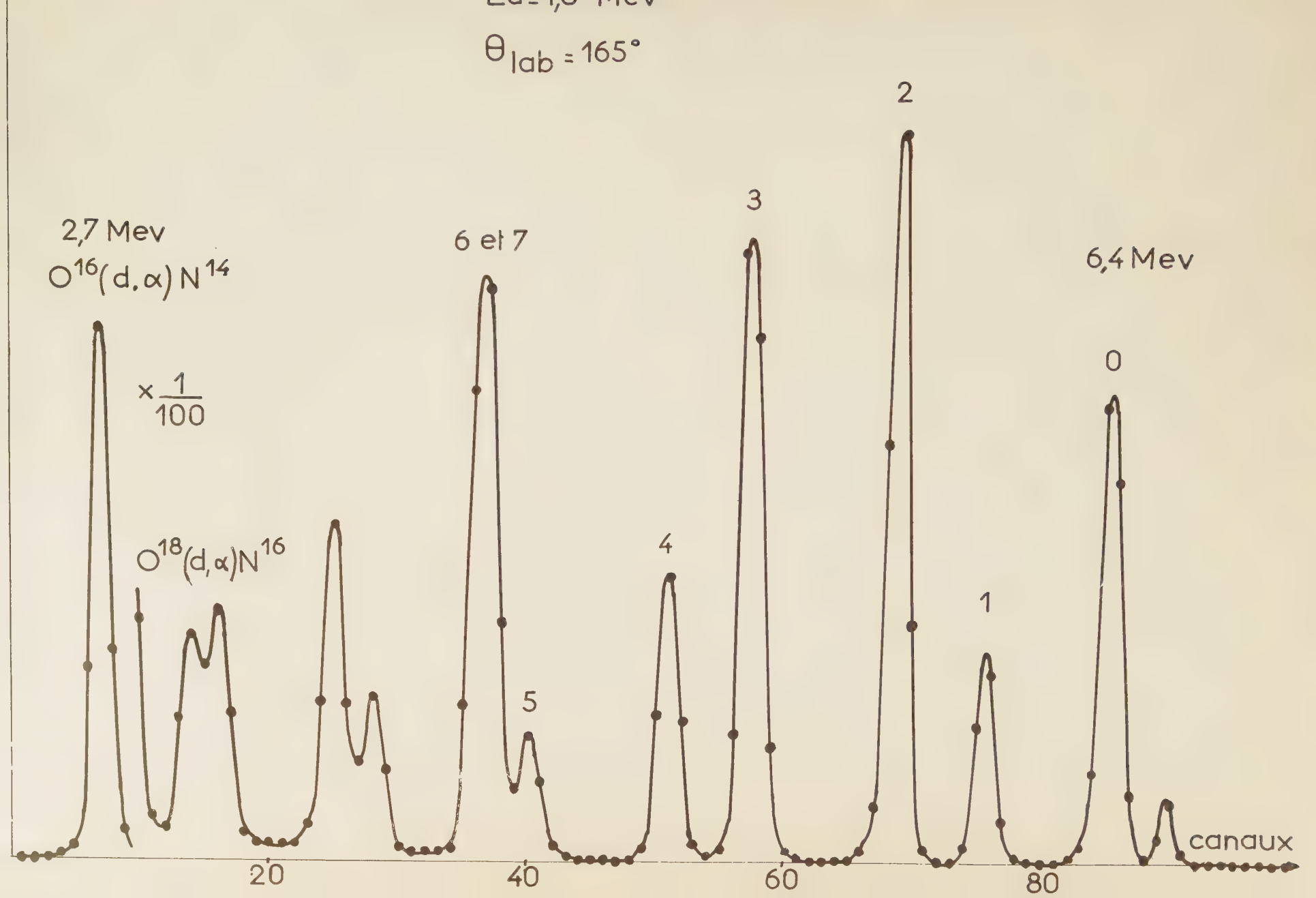

Diffusion elastique des protons
cible $Al_2 O_3$
$E_p$ = 1,7 MeV
$\theta_{lab}$ = 165°
6 keV/canal
$O^{16}$ 1360 keV
35 keV
$Al^{27}$ 1460 keV
$C^{12}$
5x
canaux
0
10
20
30
40
50
60

Fig. N° 20


$E_d$ = 1,8 Mev
$\theta_{lab}$ = 165°
2,7 Mev
$O^{16}(d,\alpha)N^{14}$
$\times \frac{1}{100}$
$O^{18}(d,\alpha)N^{16}$
6 et 7
5
4
3
2
1
0
6,4 Mev
20
40
60
80
canaux

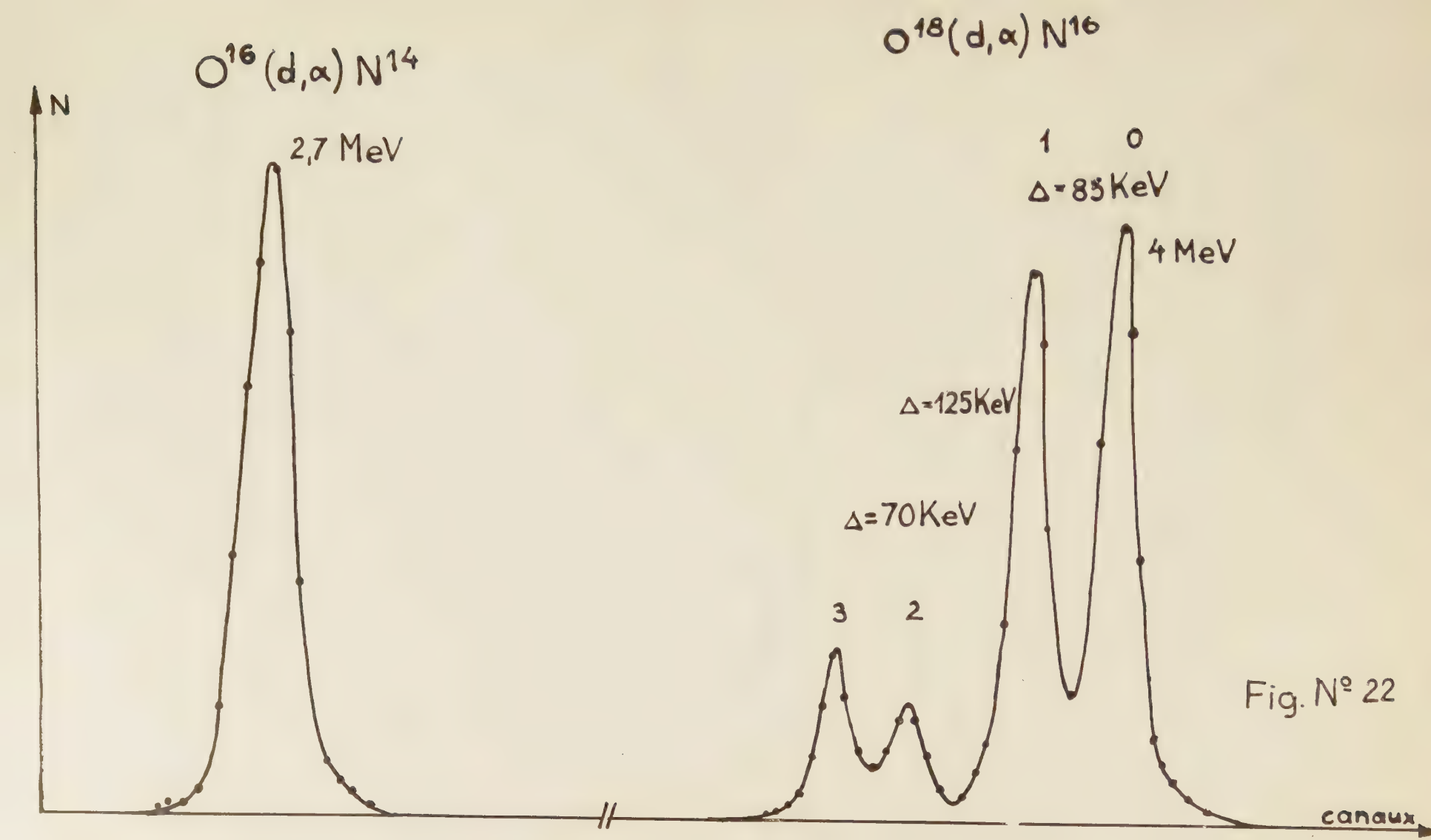

$O^{16}(d,\alpha)N^{14}$
$O^{18}(d,\alpha)N^{16}$
N
2,7 MeV
1
0
Δ=85KeV
4 MeV
Δ=125KeV
Δ=70KeV
3
2
canaux

Fig. Nº 22

## IX.- STABILITE DES CARACTERISTIQUES

Le détecteur est essentiellement constitué par une diode polarisée en non-conduction, dont deux caractéristiques électriques sont particulièrement importantes :

- tension de claquage;
- courant inverse.

a) La tension de claquage limite la tension de polarisation, par conséquent, l'épaisseur maximale de la barrière. Dans certains cas, il est important que cette barrière soit aussi profonde que possible pour étendre le domaine de linéarité et réduire la capacité petite.

Ainsi que nous l'avons remarqué, le détecteur ne fonctionne pas d'une manière satisfaisante si la tension de polarisation est trop voisine de la tension de claquage. Il peut se produire des impulsions de courant ou "microplasmes", même si la tension de polarisation est nettement inférieure à la tension de claquage. Ces microplasmes se manifestent par des impulsions qui augmentent en nombre et en amplitude lorsque la tension de polarisation croît. Un de nos détecteurs présentait ce phénomène pour une tension de l'ordre de 60 V, alors que le coude de la caractéristique inverse se situait vers 70 V. Les microplasmes sont la conséquence de défauts accidentels dans la jonction : dislocations dans le cristal, non-uniformité de la diffusion, etc., pouvant créer des petites zones où le champ électrique est plus élevé.

Nous avons constaté que la tension de polarisation maximale correspond à l'abscisse du point d'inflexion de la caractéristique inverse. Au-delà de ce point, il apparaît du bruit, même si les microplasmes ne sont pas encore décelables. Ceci s'explique de la façon suivante. La première partie de la courbe a une allure parabolique; le courant inverse, appelé courant de volume, varie comme $V^{1/2}$. Mais dès que la tension appliquée est assez élevée pour qu'il existe localement des champs électriques suffisants, les électrons et les trous, créés par vibration thermique, acquièrent alors une énergie suffisante pour produire à leur tour des paires d'électron-trou, dans la barrière. Il se produit alors un phénomène d'avalanche; le courant croît exponentiellement.

La tension de claquage varie selon les échantillons d'un même lot de fabrication. Par contre, pour une même jonction, elle apparaît stable au cours du bombardement. L'obtention de grandes tensions de polarisation est un délicat problème de technologie des semi-conducteurs.

b) Le courant inverse détermine le bruit de la jonction. Ce bruit peut avoir différentes sources :

- bruit thermique : faible dans le silicium;
- bruit de surface : la jonction étant dans le vide, ce bruit est supprimé;
- bruit de recombinaison-génération, analogue au bruit de grenaille, il croît très rapidement avec le courant inverse. Celui-ci doit être inférieur au microampère pour que le bruit de la jonction soit négligeable devant celui de l'amplificateur.

La caractéristique inverse de la jonction est l'une des principales indications de la qualité d'un détecteur. Au cours de l'élaboration des détecteurs, toutes les précautions doivent être prises pour minimiser le courant inverse et pour éviter que la jonction ne présente des microplasmes. Les microplasmes se manifestent par une instabilité du courant inverse.

Il est recommandé de stocker les détecteurs dans une atmosphère sèche et de préférence dans un gaz inerte, si une disposition spéciale n'est pas prise pour protéger les flancs de la mésa.

Pour les détecteurs réalisés avec du silicium de type p, on obtient une diminution très notable du courant inverse si l'on traite la jonction avec une solution d'acide fluorhydrique juste avant de la mettre sous vide. La figure 23 représente l'évolution du courant inverse en fonction des divers traitements pour un détecteur déterminé. Il faut souligner que les jonctions ne se comportent pas toutes de la même manière. Un lavage effectué sur une jonction réalisée dans un matériau de type n, n'a produit aucune amélioration.

Nous avons constaté que le courant inverse peut augmenter rapidement au cours de l'utilisation si certaines précautions ne sont pas prises.

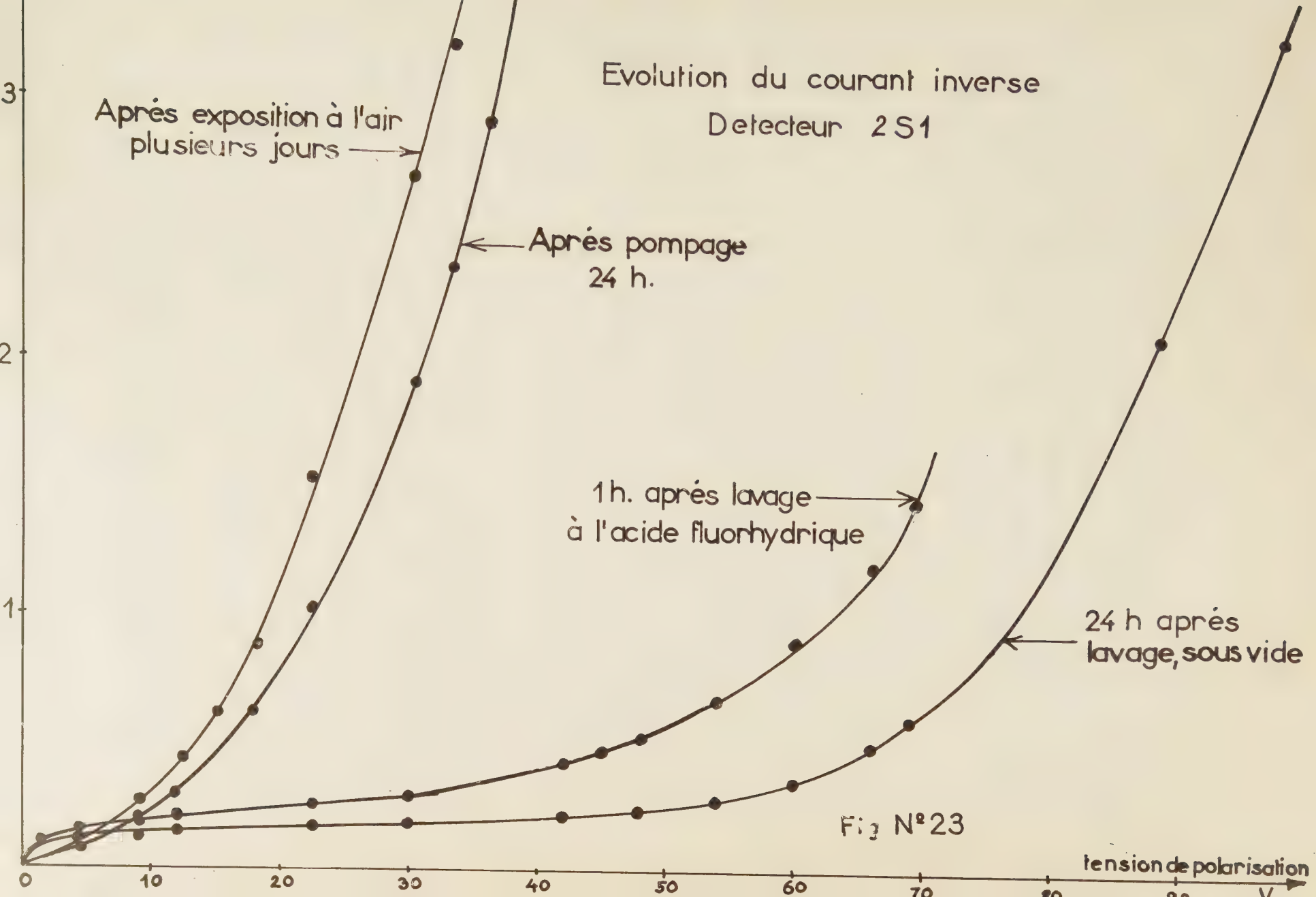

Evolution du courant inverse
Detecteur 2 S1
Aprés exposition à l'air
plusieurs jours
Aprés pompage
24 h.
1 h. aprés lavage
à l'acide fluorhydrique
24 h aprés
lavage, sous vide
3
2
1
0
10
20
30
40
50
60
70
tension de polarisation
V

Fig N°23

Il faut :

- éviter d'exposer la jonction à la lumière;

- empêcher les électrons secondaires et les ions positifs, émis par la cible, d'atteindre la surface du détecteur. Ces ions secondaires de très basse énergie (quelques dizaines d'électron-volts) provoquent une réaction de désorption sur les flancs de la mésa. Les détecteurs réalisés avec du silicium de type n sont particulièrement sensibles à ce phénomène qui oblige à utiliser un dispositif spécial.

Il est impossible de filtrer ces ions par une couche mince, si l'on veut garder une bonne résolution : si mince qu'elle soit, une telle couche présente des irrégularités, retient des poussières, etc. L'utilisation d'un anneau de garde pour repousser les électrons se révèle insuffisante, car il accélère les ions positifs. Lorsque la cible est conductrice, on peut la monter sur un support isolé, elle est alors portée automatiquement à un potentiel tel que le courant d'électrons soit annulé par le courant d'ions positifs. L'amélioration est néanmoins insuffisante. Un système de déflexion électrostatique permet, en revanche, d'éliminer complètement ces ions gênants du faisceau de particules examinées. La figure 24 montre sa géométrie; l'électrode portée à la haute tension est blindée par rapport à la cible pour éviter d'accélérer les ions positifs. Un champ électrique de l'ordre de 1000 V/cm est nécessaire.

Lorsque le courant avait atteint une valeur excessive par suite d'un bombardement électronique de la surface, une "guérison" de la jonction a été obtenue par exposition pendant quelques heures à l'air. Nous avons attribué ce phénomène à la désorption de l'oxygène, accélérée sous vide par la lumière et le bombardement électronique. La diminution du courant inverse, que l'on constate pendant les premières heures de pompage, est due à une désorption d'eau et à l'évaporation de matières condensées à la surface de la mésa. La désorption de l'oxygène, phénomène heureusement très lent, dans les conditions normales, est néfaste.

Le bombardement par des particules lourdes pénétrantes provoque une lente augmentation du courant inverse; cependant, la jonction est régénérée

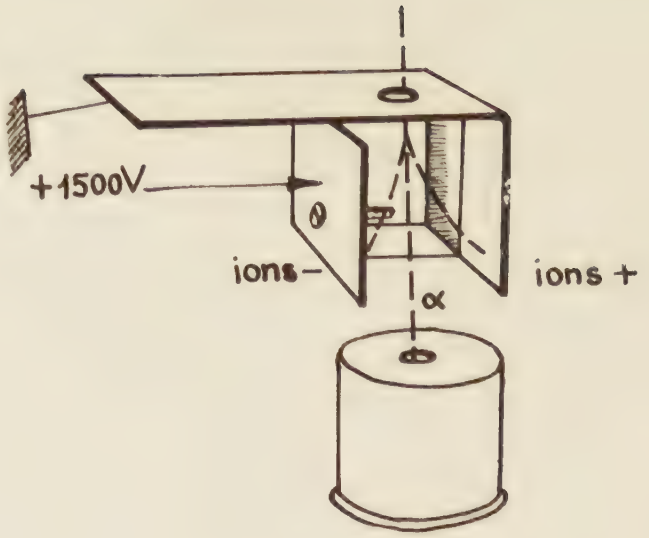



Fig. Nº 24

Deflecteur electrostatique

en quelques heures de repos. Cet effet est dû à l'introduction de défauts dans la masse. Néanmoins, un flux intégré de l'ordre de $10^{11}$ particules par $cm^2$ en 10 heures, ne provoque pas une augmentation gênante du courant inverse. Ceci permet de travailler avec des taux de comptage usuels en spectroscopie nucléaire. Un de nos détecteurs a été soumis au bombardement pendant plus de 200 heures au cours de nos expériences, sans subir de dommages.

# 2ème PARTIE

## UTILISATION DU DETECTEUR POUR L'ETUDE DE REACTIONS NUCLEAIRES

### I.- APPAREILLAGE UTILISE

Un important appareillage était commun à toutes les expériences, nous allons le décrire brièvement dans ce premier chapitre. Les problèmes particuliers à chaque réaction nucléaire seront exposés séparément.

Toutes les réactions étudiées étaient produites par des particules chargées accélérées par l'accélérateur Van de Graaff de l'Ecole Normale Supérieure.

a) L'accélérateur Van de Graaff a déjà été décrit plusieurs fois dans les thèses et diplômes qui ont été préparés dans notre Laboratoire. Indiquons simplement que la tension d'accélération peut varier, d'une manière continue, entre 400 KV et 2 MV. Le faisceau de particules est analysé par un électroaimant de déviation dont le courant est fourni par une alimentation stabilisée à mieux que $10^{-4}$ pour un intervalle de temps d'une trentaine de minutes. La définition de l'énergie est de 0,2 °/o par mm d'ouverture de la fente qui délimite le faisceau utile. Un système de stabilisation rapide de la tension d'accélération, par contrôle d'un courant d'effluve, permet une stabilité de 2 KV entre 0,75 et 2 MV.

Le repérage de l'énergie se fait par mesure du courant d'aimantation. Pour supprimer l'effet d'hystérésis, l'électroaimant subit, avant chaque expérience, une série de cycles d'aimantation et de désaimantation. Ensuite, au cours

de l'expérience, le courant varie uniquement en augmentant; tout retour en arrière étant interdit. Si toutes ces précautions sont exécutées soigneusement, l'énergie ne diffère pas de plus de 10 KeV, pour la même valeur du courant d'aimantation, entre deux expériences différentes. La détermination précise de l'énergie des pics d'une courbe d'excitation se fait par interpolation entre deux énergies de références connues. A cet effet, l'énergie de référence s'obtient en traçant simultanément la courbe d'excitation de la réaction étudiée et la courbe d'excitation de la réaction $Al^{27}(p,\gamma)Si^{28}$ dont les résonances ont été repérées avec précision [24]. Il y a deux éventualités :

- La réaction étudiée est produite par des protons ( exemple : [illegible] ), dans ce cas, les deux courbes d'excitation sont tracées simultanément; on tient compte de l'énergie perdue par le faisceau dans le passage de la première cible (quelques KeV en général);

- La réaction étudiée est produite par des deutons : l'énergie est déterminée à l'aide de la même réaction $Al^{27}(p,\gamma)Si^{28}$ , mais les particules incidentes sont des ions $HH^+$. Un ion $HH^+$ subit dans l'aimant la même déviation qu'un deuton de même énergie. Pour la réaction sur l'aluminium, il se comporte comme deux protons ayant une énergie deux fois plus faible.

On procède de la façon suivante : on trace une première portion de la courbe d'excitation de la réaction $Al^{27}(p,\gamma)Si^{28}$ , avec un faisceau d'ions $H^+$. Puis on introduit la cible dans le faisceau qui a été chargé en deutons, sans qu'on ait touché au courant d'aimant. On trace alors la portion de la courbe étudiée, où se trouve la résonance dont on cherche l'énergie. Ensuite on reprend de nouveau une portion de la courbe d'excitation de la réaction de référence. On interpole entre les deux résonances les plus proches en supposant que, dans l'intervalle, la relation courant d'aimant-énergie est linéaire.

b) La chambre à diffusion, conçue par Marin P., a déjà été décrite, notamment par Boileau L. [25] et par Burq J.P. [26]. Nous avons apporté une amélioration qui consiste à pouvoir changer la position du détecteur moniteur utilisé dans les expériences de distributions angulaires.

Il est avantageux de pouvoir choisir à volonté la position du détecteur moniteur, pour obtenir le plus fort taux de comptage possible et réduire ainsi

l'erreur statistique. Le problème du taux de comptage du moniteur se pose, dans notre cas, puisque la surface utile des détecteurs n'est pas très grande. Une autre modification a été faite, pour pouvoir isoler les cibles de la masse.

c) Mesure du courant de faisceau

Le faisceau, après traversée de la cible, est capté dans une cage de Faraday, placée au bout d'un long tube de verre. Nous avons constaté qu'il était inutile de polariser négativement l'anneau de garde pour repousser les électrons secondaires émis; en effet, une certaine quantité d'électrons émis, tout au début de l'expérience, se dépose à l'intérieur du tube de verre, ces électrons créent un champ électrique suffisant pour retenir, par la suite, les autres électrons secondaires émis.

L'intégrateur de courant, à relais de mercure, a un temps mort de 7 millisecondes, il faut donc qu'il compte lentement (1 coup par seconde) pour travailler dans le domaine de linéarité. La non-linéarité est de 2,5°/o lorsque le courant passe de 0,5 à 1 µA.

d) Nous avons utilisé des cibles minces sans support. Le noyau étudié étant, dans tous les cas, l'oxygène : les cibles ont toutes été préparées par oxydation anodique de l'aluminium. Pour des cibles d'oxygène $O^{16}$, nous avons utilisé l'eau naturelle dont l'oxygène contient 99,76°/o d'isotope 16. Pour les cibles d'oxygène $O^{18}$, l'eau était enrichie en isotope 18 à 96°/o. Elle provenait de l'Institut Weitzmann en Israël.

Dans les cibles, la proportion d'isotope 18 de l'oxygène est de 80°/o. Cette détermination a été faite de la manière suivante : deux cibles étaient en place dans la chambre, l'une de $O^{16}$, l'autre de $O^{18}$, laquelle contenait une certaine quantité de $O^{16}$. Nous avons mesuré les rendements de la réaction $O^{16}(d,\alpha)N^{14}$, que nous avons normalisés par rapport aux deutons diffusés élastiquement par l'aluminium.

L'épaisseur des cibles est déterminée par la tension sous laquelle se fait l'oxydation anodique, soit environ 13 Å par volt. L'épaisseur exprimée en énergie se détermine en utilisant le "déplacement" d'une résonance de la

réaction $Al^{27}(p,\gamma)Si^{28}$, que provoque l'introduction de la cible mince dans le faisceau. Cette méthode est décrite par Burq J.P. [26].

e) L'appareillage électronique utilisé est représenté par le chéma de la figure 25. La stabilité en fonction du temps a été vérifiée en mesurant l'amplitude des impulsions produites par les particules α du polonium. Nous avons trouvé une stabilité de l'ordre de 1°/o. La linéarité de l'ensemble amplificateur-analyseur RIDL a été vérifiée à l'aide de sources de rayons γ et d'un photomultiplicateur muni d'un cristal scintillateur. Cette méthode a également servi à déterminer le zéro de l'échelle des énergies. La saturation des amplificateurs ECKO apparaît à 60 V environ. Nous avons utilisé en série un amplificateur de mise en forme dont la saturation apparaît seulement vers [illegible] V.

## II.- REACTION $O^{16}(d,d)O^{16}$

Cette réaction de diffusion élastique des deutons par l'oxygène 16 n'avait pas pu être menée à bien à l'aide de compteurs proportionnels qui avaient été utilisés précédemment dans notre Laboratoire [25] [26].

Cette expérience exige du détecteur un seuil de détection le plus faible possible et une résolution suffisante pour pouvoir séparer les impulsions dues aux deutons diffusés par $C^{12}$ et $Al^{27}$ qui sont les deux noyaux présents dans la cible, les plus proches de $O^{16}$, au point de vue masse.

Le seuil de détection bas est nécessaire pour étendre le domaine d'énergie que l'on désire explorer.

Dans les conditions les plus défavorables (0,9 MeV d'énergie de bombardement, et angle d'observation de 90° par rapport au faisceau), l'écart d'énergie entre les pics dus aux deutons diffusés n'est que de 76 KeV pour ceux correspondant à $O^{16}$ et $Al^{27}$, 55 KeV pour ceux correspondant à $C^{12}$ et $O^{16}$.

Chronologiquement, c'est la première réaction que nous avons étudiée avec ce détecteur. A l'époque, nous ne disposions pas de détecteur de grande

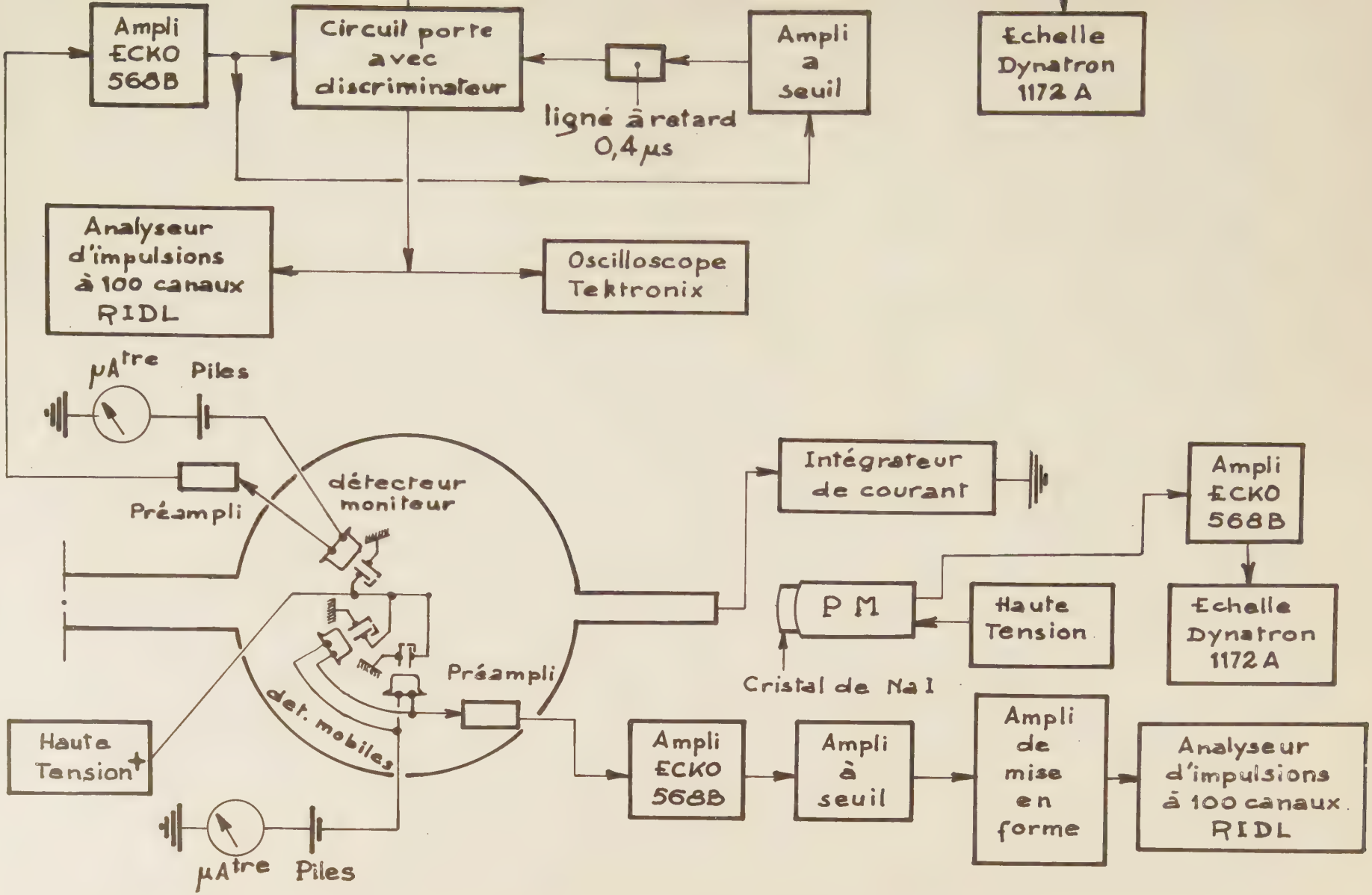



Fig N°25 Schéma de l'appareillage d'enregistrement

surface, mais ce défaut n'était pas gênant puisque la section efficace de diffusion coulombienne est grande. Une courte d'excitation de 6,3 à 7 MeV d'énergie de bombardement, comportant 120 points, a été tracée en 12 heures.

Nous avons relevé simultanément la courbe d'excitation de la réaction $O^{16}(d,\alpha)N^{14}$, mais les statistiques n'étaient pas très grandes. Cette courbe nous a servi à repérer l'énergie de bombardement.

La figure 19 montre un spectre de deutons diffusés. On constate que la séparation des pics est excellente.

Plusieurs courbes à des angles différents furent tracées. La figure 25 représente une de ces courbes.

## III.- REACTION $O^{16}(d,\alpha)N^{14}$ - Q = 3,116 MeV

Pour cette réaction, les difficultés proviennent des particules dues aux réactions parasites, principalement : $O^{16}(d,\alpha)C^{13}$, $O^{16}(d,p)O^{17}$ et $O^{16}(d,p')O^{17*}$. La méthode employée pour éliminer les impulsions, dues à ces protons, de la partie utile du spectre a été décrite au chapitre II. Cette réaction avait déjà été partiellement traitée par Burg J.P. [20] avec des compteurs proportionnels. Mais les difficultés spécifiques étaient grandes. Il fallait changer la pression du gaz de remplissage des compteurs pour ajuster la longueur du compteur au parcours des particules α. Pour les détecteurs à jonction, la variation de la "profondeur" se fait par la tension de polarisation, donc ne nécessite pas l'ouverture de la chambre de diffusion.

Nous avons monté sur le bras mobile, deux détecteurs décalés entre eux de 60 ou de 45° selon les cas. Ces deux détecteurs avaient une polarisation commune et étaient connectés en parallèle à une même chaîne d'analyse. Nous avons pu ainsi recueillir deux informations simultanément.

En effet, le spectre de la figure 15, pris à $\theta_{lab} = 90°$, présente une large "vallée" entre le pic des particules α et les pics des protons. Si on superpose à ce spectre un spectre obtenu avec le deuxième détecteur placé

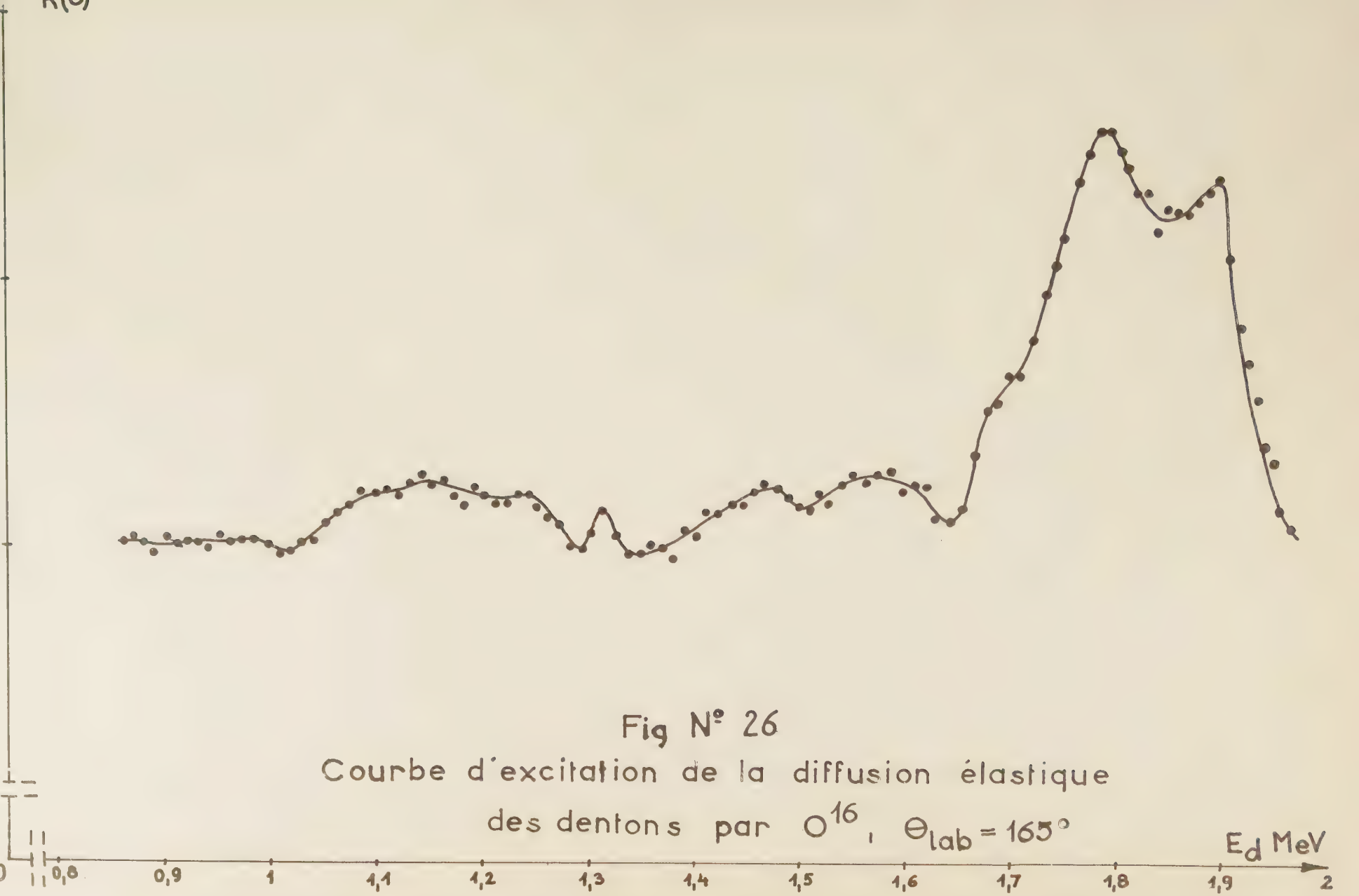



Fig N° 26

Courbe d'excitation de la diffusion élastique des dentons par $O^{16}$, $\theta_{lab} = 165°$

par exemple à $\theta_{lab} = 150^{o}$, le pic des particules $\alpha$ se situera dans cette "vallée", puisque l'énergie des particules émises par la cible varie avec l'angle d'observation. La figure 27 présente deux courbes d'excitation de cette réaction.

Ce montage a servi également pour relever les courbes de distribution angulaire de cette réaction, la séparation en énergie des particules $\alpha$ émises à deux angles différents de $60^{o}$ étant suffisante à tous les angles d'observation.

Pour relever les courbes de distributions angulaires, nous avons utilisé également un troisième détecteur appelé détecteur moniteur. Le détecteur moniteur dont l'angle d'observation est fixe pour une énergie donnée, pouvait être placé à des angles variant entre $170^{o}$ et $80^{o}$ par rapport au faisceau. Cette possibilité permet de placer le détecteur moniteur à un angle d'observation tel que le taux de comptage soit maximal. Cet angle peut varier avec l'énergie de bombardement. C'est ainsi que, dans la région comprise entre 1,35 et 1,5 MeV, ainsi qu'au delà de 1,8 MeV, il est plus avantageux de placer le détecteur moniteur à $\theta_{lab} = 90^{o}$. Pour les autres énergies, l'angle de $170^{o}$ est plus avantageux. Dans le cas de cette réaction entre 1,4 et 1,45 MeV, le taux de comptage est presque nul à $\theta_{lab} = 165^{o}$, alors qu'à $\theta_{lab} = 90^{o}$, il est relativement important.

L'enregistrement des impulsions du détecteur moniteur se faisait sur une échelle DYNATRON. Nous n'avons enregistré que les impulsions dues aux particules $\alpha$. En effet, il faut éviter qu'un taux de comptage parasite vienne s'ajouter au taux de comptage de la réaction étudiée. Principalement, il faut éliminer toutes les impulsions qui proviennent des protons du carbone qui se dépose sur la cible au cours de l'expérience.

Nous avons donc réglé la polarisation du détecteur moniteur ainsi que les constantes de temps de l'amplificateur, pour que le spectre soit semblable à celui présenté par la figure 15. Pour éliminer toutes les impulsions qui se trouvent en dessous du pic des particules $\alpha$, nous avons utilisé un circuit "porte" dont nous avons ajusté le seuil. Le schéma de l'expérience est présenté par la figure 25. Les impulsions provenant du détecteur moniteur dont l'am-

$O^{16}(d,\alpha)N^{14}$

$\Theta_{lab} = 165°$

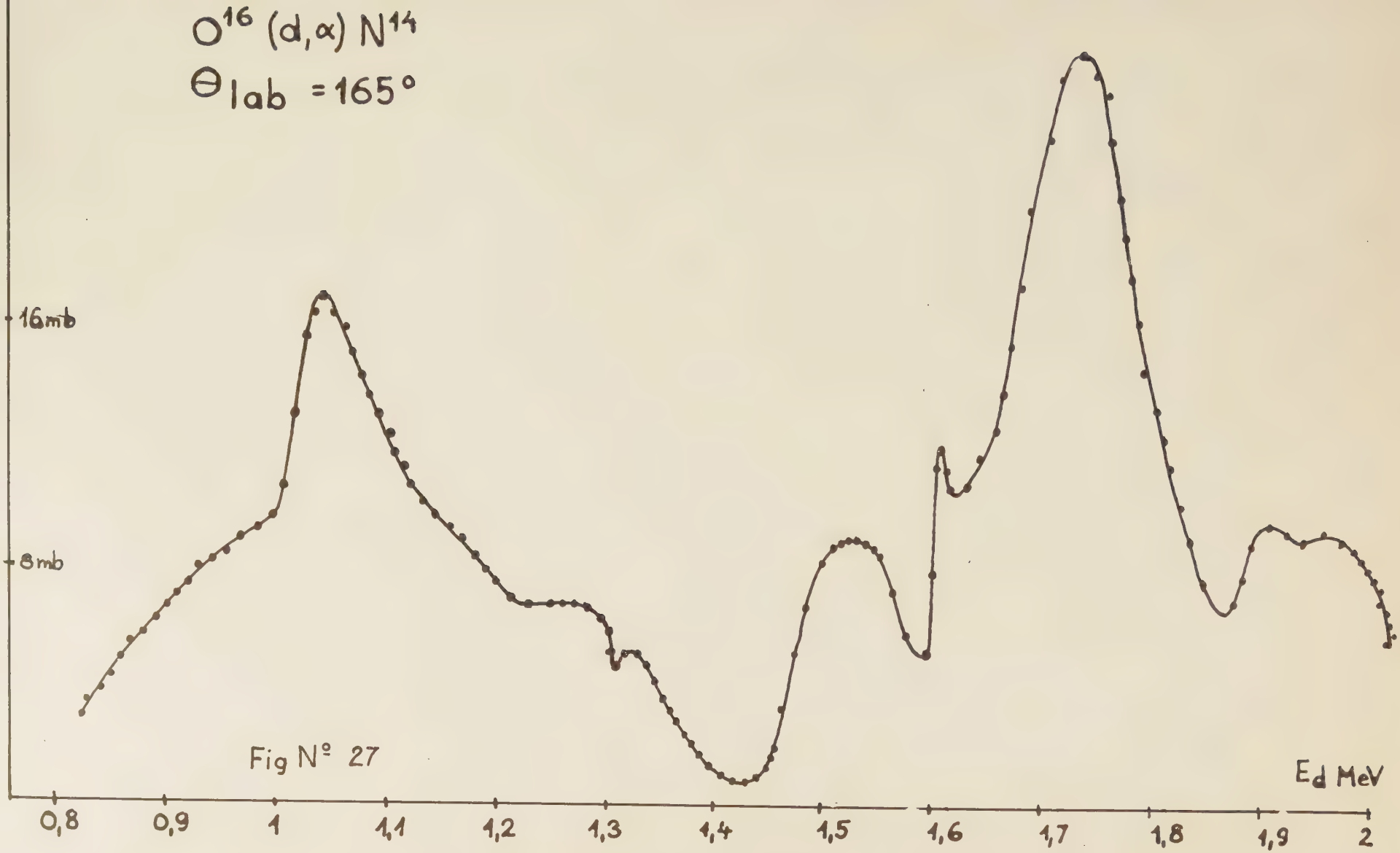



Fig N° 27

plitude dépasse le seuil, déclenchent l'ouverture de la "porte". D'un autre côté, elles passent dans un amplificateur à seuil et sont retardées de 0,4 µs dans une ligne à retard. Cela dans le but d'éliminer les petites impulsions très nombreuses et qui pourraient donner des impulsions d'addition. Dans la "porte" ne sont acceptées que les impulsions qui sont en coïncidence avec l'ouverture, c'est-à-dire celles dont l'amplitude dépasse le seuil à l'entrée du circuit "porte". Après passage dans la "porte", les impulsions sont envoyées dans l'analyseur à 100 canaux et l'oscilloscope, tandis que les impulsions standard en coïncidence avec l'ouverture de la "porte" sont comptées par l'échelle DYNATRON. Le réglage du seuil est très facile ainsi, puisque l'on voit exactement sur le RIDL l'endroit où a été placé le seuil. En cours d'expérience, l'oscilloscope sert pour la vérification visuelle. Une comparaison entre le nombre des impulsions comptées par l'analyseur et l'échelle sert de contrôle au moment du réglage. Nous avons constaté un nombre légèrement supérieur enregistré par l'échelle. Cela provenait du fait que la "porte" est déclenchée également par les impulsions dues aux particules α de la réaction sur l'aluminium, impulsions qui étaient trop grandes pour être comptées par l'analyseur. Mais leur nombre est proportionnel aux particules α de $O^{16}$, donc elles n'introduisent pas d'erreur. Les figures 28, 29 et 30 représentent trois formes de distributions angulaires très particulières.

Pour augmenter le taux de comptage, nous avons augmenté le courant du faisceau. Pour éviter de détruire la cible, nous l'avons aluminisée par évaporation sous vide : l'aluminium assurant un meilleur refroidissement par conduction. La cible a résisté pendant 30 heures à un faisceau de 1 µA de deutons, concentré sur 1 $mm^2$, sans variation d'épaisseur.

L'émissivité d'électrons et ions secondaires d'une cible conductrice est beaucoup plus grande que celle d'une cible isolante, par exemple $Al_2O_3$ pur. Une cible d'aluminium pur, soumise à un faisceau de 1 µA, émet une quantité d'électrons secondaires équivalente à 10 µA de courant, ce qui représente $10^{14}$ électrons dans $4\pi$. Cet énorme flux d'électrons détruit très rapidement la jonction, ainsi que nous l'avons signalé au chapitre IX. L'interposition d'un absorbant détériorant la résolution, nous avons mis au point un déflecteur électrostatique qui a été présenté au chapitre IX.

Réaction $O^{16}(d,\alpha)N^{14}$

Distribution angulaire à 1,75 MeV

Fig. N° 28.

Réaction $O^{16}(d,\alpha)N^{14}$

istribution angulaire à 1,84 MeV

Fig. Nº 29.

Réaction $O^{16}(d,\alpha)N^{14}$

Distribution angulaire à 1,89 MeV

Fig. Nº 30

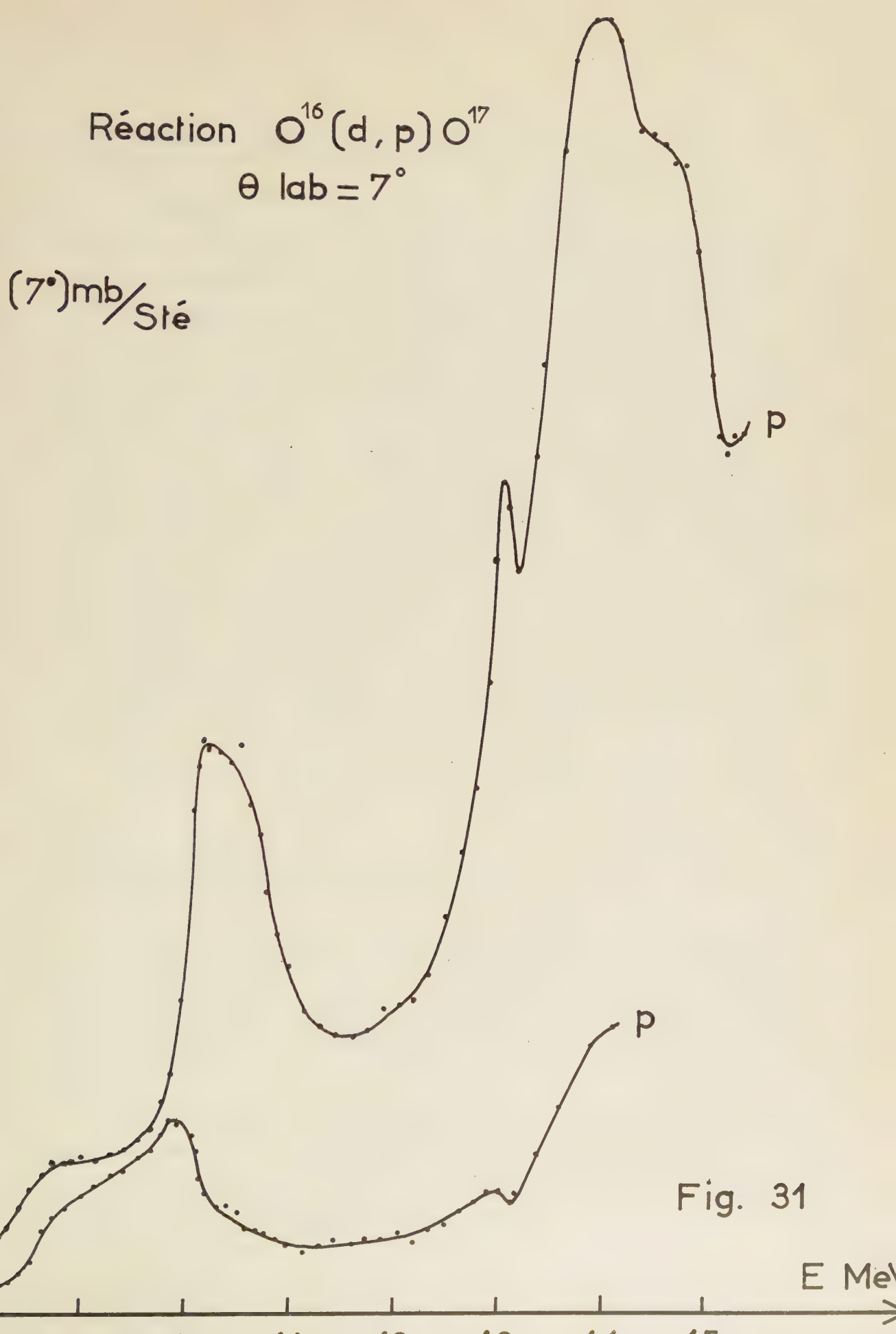



Fig. 31

## IV.- REACTIONS $O^{16}(d,p_o)O^{17}$ et $O^{16}(d,p_1)O^{17}$ - Q = 1,92 MeV

L'énergie des protons produits par cette réaction varie entre 1,35 et 3,7 MeV pour le domaine d'énergie exploré. Ces protons se trouvent en présence de protons de la réaction sur le carbone, de particules α de la réaction sur l'oxygène, ainsi que de deutons diffusés élastiquement dont le spectre d'addition, à fort taux de comptage, peut monter jusqu'au pic des protons $p_1$. Le spectre complet est représenté figure 13. Il faut donc éliminer les impulsions parasites de la partie utile du spectre. Il est possible d'utiliser un absorbant pour stopper les particules peu pénétrantes. Cependant, il faut que le domaine de linéarité du détecteur s'étende assez haut en énergie pour que les impulsions dues aux protons provenant de la réaction sur le carbone n'empiètent pas sur les pics des protons examinés. Nous avons utilisé dans cette expérience des détecteurs réalisés avec du silicium de type p de haute résistivité. La surface de ces détecteurs est assez grande (jusqu'à 20 $mm^2$) et le problème du taux de comptage ne se pose pas. Le domaine de linéarité, ainsi que nous l'avons signalé au chapitre IV, dépasse 4,6 MeV pour les protons. L'étude de cette réaction n'a présenté aucune difficulté.

La figure 31 présente la courbe d'excitation à $\theta_{lab} = 7^o$.

## V.- REACTION $O^{18}(d,\alpha)N^{16}$ - Q =4,237 MeV

Cette réaction produit quatre groupes de rayons α correspondant aux niveaux de $N^{16}$ d'énergie 0, 120 , 290 et 390 KeV. Sa courbe d'excitation n'a jamais pu être étudiée séparément pour chaque groupe. Cependant, par mesure de la radioactivité de $N^{16}$, Bostrom et al. ont pu mesurer la section efficace totale [27].

Les seules particules provenant de réactions parasites sont les protons du carbone dont l'énergie est voisine de celle des particules α. Nous avons réduit la profondeur de la barrière de façon à ce que les impulsions dues aux protons soient nettement plus faibles.

Une très haute résolution est nécessaire pour séparer les quatre raies. La différence d'énergie entre les raies 2 et 3 n'est que de 70 KeV à 160°. Il faut que le détecteur soit capable de distinguer entre ces deux groupes de particules.

Une autre difficulté provient de la variation très rapide de l'énergie avec l'angle d'émission par rapport au faisceau. L'ouverture angulaire du détecteur doit être faible, sinon il se produit un élargissement important des pics. Elle doit être inférieure à 1° sous un angle d'observation de 90°. Pour maintenir le taux de comptage suffisant, il est nécessaire d'utiliser un détecteur en forme de fente. Cette géométrie présente un angle solide plus important, mais permet de réduire la variation de l'angle par rapport au faisceau. Cependant, les détecteurs en forme de fente étant encore en cours de fabrication, nous avons tracé la courbe d'excitation à 165° avec un détecteur à surface utile circulaire. A cet angle, l'énergie des particules varie lentement et une ouverture angulaire de 2° n'introduit pas un élargissement sensible des pics.

Cette ouverture a permis un taux de comptage suffisant. Les 125 points ont été obtenus en une seule expérience de 30 heures, avec plusieurs milliers de coups par pic dans chaque spectre.

La cible de 35 $\mu g/cm^2$ a été couverte, par évaporation sous vide, de 8 $\mu g/cm^2$ d'aluminium pour pouvoir supporter un courant de faisceau de 1 $\mu A$. La cible contenait 20°/o d'oxygène $O^{16}$, nous avons pu simultanément tracer la courbe d'excitation de la réaction $O^{16}(d,\alpha)N^{14}$, avec à peu près les mêmes statistiques. Cette courbe sert de repérage d'énergie. La figure 32 montre les courbes d'excitation des quatre raies.

Nous avons utilisé un amplificateur à seuil. Le seuil a été placé juste en dessous du pic des particules $\alpha$ de la réaction $O^{16}(d,\alpha)N^{14}$ ; le spectre utile restant a été amplifié et étalé sur les 100 canaux de l'analyseur pour que la séparation des pics soit la meilleure possible.

/sté

Réaction

$O^{18}(d,\alpha)N^{16}$

$\theta_{lab} = 165°$

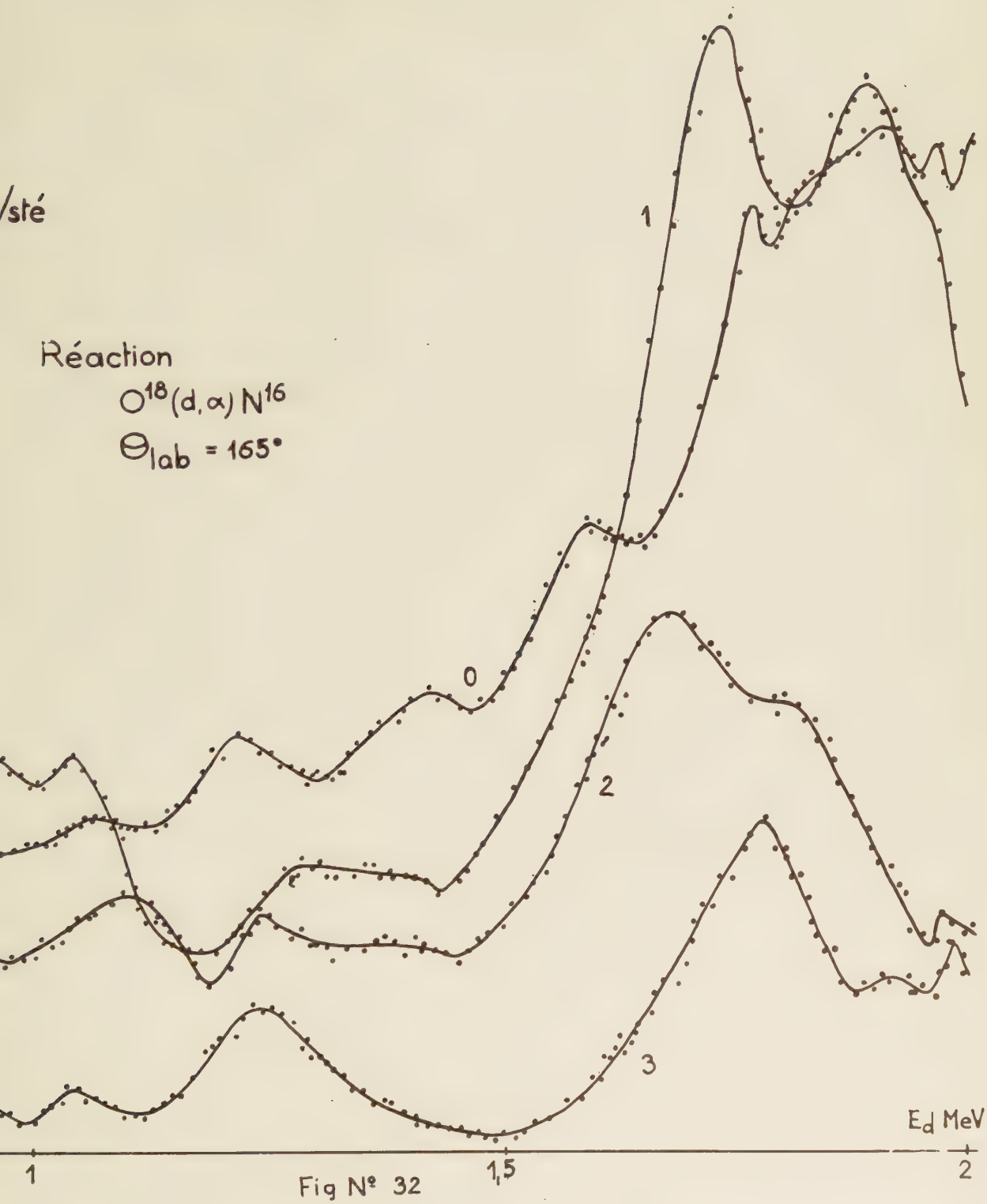


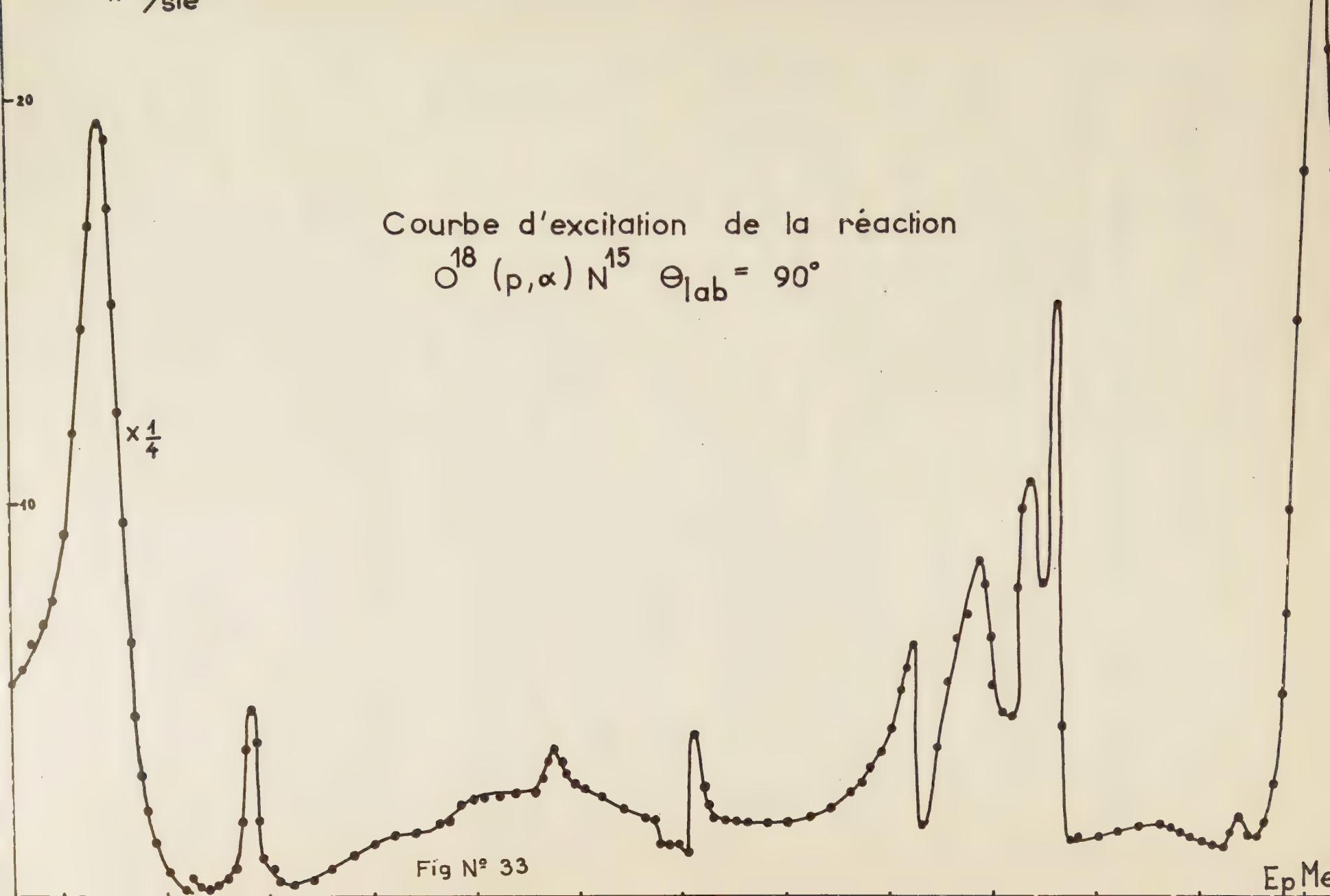

Fig N° 32

## VI.- REACTION $O^{18}(p,\alpha)N^{15}$ - Q = 3,97 MeV

Cette réaction produit un seul groupe de particules α dont l'énergie varie de 3 à 4,5 MeV dans le domaine d'énergie exploré. Il n'y a pas de particules parasites et le spectre présente une large "vallée" entre le pic des particules α et le spectre d'addition des impulsions dues aux protons diffusés. Nous avons également utilisé deux détecteurs couplés en parallèle, ce qui nous a permis de tracer simultanément les courbes à deux angles différents. Le détecteur moniteur a également été utilisé. Nous enregistrons sur un même spectre trois groupes de deux raies pour trois énergies de bombardement successives, par déplacement du seuil de l'amplificateur à seuil. L'impression sur bande des résultats demande en effet environ 2 minutes. Cette méthode nous permettait de gagner un temps appréciable, puisque l'impression ne se faisait qu'une fois pour trois points. La courbe comporte au total plus de 200 points. Elle a été relevée en 8 heures. Cette expérience a déjà été faite avec un compteur proportionnel par Hill H.A. et Blair J.M. [28]. Cependant les cibles utilisées n'étaient pas assez minces, et les résonances n'apparaissent pas sur leur courbe d'excitation avec leur vraie largeur.

Nous avons utilisé la même cible que pour la réaction avec les deutons. Elle présente une épaisseur exprimée en énergie de 7 KeV à 1 MeV d'énergie de bombardement et de 4 KeV à 2 MeV. Nous avons retrouvé les mêmes résonances que les précédents expérimentateurs, mais certaines présentent des largeurs bien plus faibles. Les résonances sont de plus grande amplitude.

La figure 33 présente les résultats.


/sle
20
10
x 1/4
Courbe d'excitation de la réaction
O18 (p,α) N15 θlab = 90°
Fig Nº 33
Ep Me

## VII.- CONCLUSIONS

Il ressort de cette étude que les détecteurs que nous avons étudiés possèdent les propriétés suivantes :

- insensibilité aux rayons γ et aux neutrons;
- zone insensible peu profonde à l'entrée, conduisant à un seuil de détection bas;
- réponse linéaire en fonction de l'énergie, indépendante de l'ionisation spécifique de la particule;
- dispersion en amplitude des impulsions, faible et indépendante de l'énergie. Cette propriété est très importante, car l'énergie qui sépare deux groupes de particules correspondant à deux niveaux excités du noyau résiduel ne dépend que très peu de l'énergie de bombardement. Si la largeur des raies augmente avec l'énergie de bombardement, les deux groupes empiètent l'un sur l'autre au-delà d'une certaine énergie;
- possibilité de discrimination entre particules d'ionisation spécifique différente;
- réponse rapide permettant de réaliser des coïncidences dans le domaine de la millimicroseconde;
- la possibilité de donner à ces détecteurs des formes géométriques spéciales permet des combinaisons en parallèle et en série avec d'autres types de détecteurs. Par exemple, mesure de dE/dx pour des particules très pénétrantes à l'avant d'un cristal scintillateur.

De plus, ces détecteurs présentent une grande souplesse d'utilisation. Nous avons pu étudier les deux réactions : $O^{16}(d,\alpha)N^{14}$ et $O^{18}(p,\alpha)N^{15}$ sans ouvrir la chambre à diffusion. Les mêmes détecteurs ont pu fonctionner dans des conditions optimales par simple réglage de la tension de polarisation.

Nous pensons que l'illustration de ces propriétés dans la deuxième partie de cette étude permet d'envisager un important progrès dans la spectroscopie des particules chargées. Certains problèmes pratiques de l'utilisation de ces détecteurs ont été résolus. Ce type de détecteur est maintenant au point pour la spectroscopie de particules chargées de basse énergie.

## Remerciements

Je remercie Monsieur le Professeur Y. ROCARD qui a mis à ma disposition les ressources du Laboratoire de Physique de l'Ecole Normale Supérieure, et Monsieur le Professeur M. LAUBAU dont la très haute bienveillance et dont les conseils m'ont permis de réaliser ce travail.

Je remercie Monsieur le Professeur P. AIGRAIN dont les conseils en matière de Physique du Solide m'ont apporté une aide inestimable pour la réussite de ce travail.

Je remercie Monsieur P. BARUCH qui a établi les premières bases de la réalisation de ces détecteurs, et qui est à l'origine de ce travail.

J'exprime particulièrement ma reconnaissance à Monsieur G. AMSEL qui a dirigé la partie de ce travail ayant trait à la Physique Nucléaire, et qui a notamment réalisé les cibles minces sans support qui ont permis de réussir les plus intéressantes applications de ces détecteurs.

Je remercie Monsieur E. d'ARTEMARE qui a participé également aux expériences.

Je remercie enfin Madame SAINTESPRIT du Laboratoire de la Compagnie L.C.T. et Monsieur GROSVALET du Laboratoire de la Compagnie C.S.F. qui ont bien voulu se charger de la réalisation des détecteurs.

## REFERENCES


(1) Mc Kay K.G., " A Germanium α-Counter", Phys. Rev. 76, 1537 (1949).

(2) Mc Kay K.G., "Electron-Hole Production in Germanium by Alpha-Particules", Phys. Rev. 84, 829 (1951).

(3) J. Mayer and B. Gossick, Rev. Sci. Inst. 27, 407 (1956).

(4) F.J. Walter, J.W.T. Dabbs, L.D. Roberts and H.W. Wright, Oak Ridge National Laboratory - Report CF 58-11-99 Nov. 1959.

(5) W.D. Davis, J. Appl. Phys. 29, 231 (1958).

(6) J.M. Mc Kensie and D.A. Bromley, Phys. Rev. Letters 2, 303 (1959).

(7) J.I. Poutchechnikoff, "A Large Area Germanium Photocell", Rev. Sci. Intr. 23, 135 (1952).

(8) G. Dearnaley and A.B. Whitehead, Nuclear Phys. Division, U.K.A.E.A. Research Group, Harwell "Surface Banier charged-particle detectors", Jan. 1960 HL/CO 1309 (S.C.9).

(9) E.L. Halbert and J.L. Blankenship, Oak Ridge National Laboratory, "Response of Semiconductor Surface-Barrier Counters to Nitrogen Ions and Alpha Particles" (March 1960) to be submitted for publication in Nuclear Instruments.

(10) J.L. Blankenship and C.J. Borkowski, Oak Ridge National Laboratory.

(11) C.J. Frosch and L. Derick, J. Electrochem. Soc. 104, 547 (1957).

(12) G.L. Miller, Brookhaven National Laboratory, W.L. Brown, P.F. Donavan and I.M. Machintosh, Bell Telephone Labs., B.N.L. 4662.

(13) S.S. Friedland and J.W. Walter and J.S. Wiggins, Nucleonics, Feb. 1960.

(14) P. Baruch, "Utilisation de jonctions n-p pour la détection de particules lourdes chargées", non publié, rapport intérieur L.T.T. 306.026/59.091.

(15) R. Saintesprit, Lignes Télégraphiques et Téléphoniques, Conflans Sainte-Honorine, France, Solid-State Electronics, Vol. I, n°2, page 123 (1960).

(16) H.S. Veloric, M.B. Prince and M.J. Eder, Bell Telephone Labs, "Avalanche Breakdown Voltage in Silicon Diffused p-n Junctions as a function of Impunity Gradient", J. Appl. Phys. 27, 895 (1956).

(17) R.L. Batford, A.G. Chynoweth, G.C. Dacey and P.W. Foy, Bell Telephone Labs, "Uniform Silicon p-n Junctions - I. Broad Area Breakdown", J. Appl. Phys., Vol. 31, n°7, page 1153 (1960).

(18) H. Lawrence and R.M. Warner Jr., Bell Telephone Labs, M.M. 59-2623-16, July 20, 1959 "Depletions Layers".

(19) D'après Nucleonics, May 1960.

(20) E.J. Ryder, Phys. Rev. 90, 766 (1953).

(21) G. Ansel, P. Baruch et O. Smulkowski, Nuclear Instruments, Vol. 8, page 92 (1960).

(22) Naed Walilling, Handbuch der Physik, page 202.

(23) W.H. Brattain and G.L. Pearson, Bell Telephone Labs, "Changes in Conductivity of Germanium Induced by Alpha-Particle Bombardment", Phys. Rev. 80, 846 (1950).

(24) F. Ajzenberg, Selove and T. Lauristen, "Energy of light nuclei", Nuclear Physics 11 ( ).

( ) L. Boileau, Diplôme d'Etudes Supérieures, Paris (1958).

( ) J.P. Burq, Diplôme d'Etudes Supérieures, Paris (1959).

( ) Bostrom, Hudspetch Morgan, Phys. Rev. 105, 1545 (1957).

( ) W.A. Hill and J.M. Blair, University of Minnesota, Phys. Rev. 104, 198, (1956).

TABLE DES MATIERES


Page

1ère PARTIE

I - Principe ..... 3

II - Historique et Evolution des diverses réalisations ..... 5

III - Détecteurs étudiés ..... 8

IV - Données théoriques concernant les caractéristiques des jonctions diffusées ..... 11

V - Méthode d'étude du détecteur ..... 18

VI - Evolution de l'amplitude et du temps de montée des signaux ..... 19

VII - Valeurs absolues des amplitudes et rapport signal sur bruit ..... 26

VIII - Pouvoir résolvant ..... 28

IX - Stabilité des caractéristiques ..... 34

2ème PARTIE

I - Appareillage utilisé ..... 38

II - Réaction $O^{16}(d,d)O^{16}$ ..... 41

III - Réaction $O^{16}(d,\alpha)N^{14}$ ..... 42

IV - Réactions $O^{16}(d,p_o)O^{17}$ et $O^{16}(d,p_1)O^{17*}$ ..... 45

V - Réaction $O^{18}(d,\alpha)N^{16}$ ..... 45

VI - Réaction $O^{18}(p,\alpha)N^{15}$ ..... 47

VII - Conclusions ..... 48

Références ..... 50

## DEUXIÈME THÈSE

---

### Propositions données par la Faculté

# " Les diodes Esaki "

Vu et approuvé :

*Paris, le 9 décembre 1960*

**Le Doyen de la Faculté des Sciences,**

J. PÉRÈS

Vu

et Permis d'imprimer :

**Le Recteur de l'Académie de Paris,**

Jean SARRAILH